NIKOLA TESLA KONGRESS 1953 VIENNA

TECHNISCHES MUSEUM
FÜR INDUSTRIE UND GEWERBE IN WIEN
FORSCHUNGSINSTITUT FÜR TECHNIKGESCHICHTE

NIKOLA TESLA-KONGRESS

FÜR WECHSEL- UND DREHSTROMTECHNIK

TECHNISCHES MUSEUM
FÜR INDUSTRIE UND GEWERBE IN WIEN

6. BIS 13. SEPTEMBER 1953

SONDERHEFT DER
BLÄTTER FÜR TECHNIKGESCHICHTE

SCHRIFTLEITUNG:
DR. PHIL. JOSEF NAGLER

WIEN · IN KOMMISSION: SPRINGER-VERLAG · 1953

TECHNISCHES MUSEUM
FÜR INDUSTRIE UND GEWERBE IN WIEN
FORSCHUNGSINSTITUT FÜR TECHNIKGESCHICHTE

NIKOLA TESLA-KONGRESS

FÜR WECHSEL- UND DREHSTROMTECHNIK

TECHNISCHES MUSEUM
FÜR INDUSTRIE UND GEWERBE IN WIEN

6. BIS 13. SEPTEMBER 1953

SONDERHEFT DER
BLÄTTER FÜR TECHNIKGESCHICHTE

SCHRIFTLEITUNG:
DR. PHIL. JOSEF NAGLER

WIEN · IN KOMMISSION: SPRINGER-VERLAG · 1953

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten

Printed in Austria

Druck: Alois Mally & Co., Wien V

Das Technische Museum widmet diese Sondernummer der

„Blätter für Technikgeschichte"

in ehrendem Angedenken dem genialen Forscher, Entdecker und Erfinder

NIKOLA TESLA,

der durch seinen unbeirrbaren Glauben an die von ihm als richtig erkannte Idee des Drehfeldes der Drehstromtechnik auf der ganzen Welt zum Siege verholfen hat.

Wien, im September 1953

Nikola Tesla pionnier du Radar

de

Emile Girardeau

Président d'honneur de la Fédération nationale (française) des Industries radio-électriques et électroniques

Président d'honneur de la Compagnie Générale de Telegraphie sans Fil et de la Société Française Radio-électrique

La revue américaine "The Electrical Experimenter" du mois d'Août 1917 publia les lignes suivantes sous la signature de Nikola Tesla :

«Il est possible de déterminer la position d'un sousmarin à l'aide des ondes électromagnétiques. Si nous émettons pendant une très petite fraction de seconde, un faisceau d'ondes bien concentrées d'un oscillatteur de très haute fréquence et si, après réflexion par l'obstacle que constitue le sous-marin, nous le rendons visible sur l'écran fluorescent à bord du bateau d'où nous venons d'émettre le faisceau et d'un autre bateau, nous pouvons alors déterminer l'endroit où il se trouve... Les ondes du faisceau doivent être ultracourtes. Ceci est très important. Et, à part cela, ce faisceau doit posséder une puissance énorme, c'est-à-dire qu'il doit donner des impulsions d'une puissance de quelques milliers de kilowatts...»

Parmi les diverses anticipations concernant la détection électromagnétique, dont la possibilité était admise même avant la suggestion de Tesla, il nous semble que celle exprimée dans le texte ci-dessus doit être considérée comme la plus féconde.

Je dois rappeler que c'est précisément en application des mêmes principes théoriques énoncés par Tesla en 1917, époque où l'état de la technique électromagnétique ne permettait pas de réaliser l'application prévue, que plus tard, au printemps de 1934, fut créé le premier équipement de détection électromagnétique par l'équipe française que j'avais l'honneur de diriger.

Et ce premier équipement radar sur 30 centimètres de longueur d'onde, dont le fonctionnement a été décrit dans le document déposé le 20 Juillet 1934 à l'Office des brevets sous le numéro 371.922, fut suivi de la réalisation de deux autres équipements l'un sur 16 centimètres, l'autre sur 80 centimètres, qui furent installés, pour essais comparatifs sur le cargo «Orégon» de la Compagnie Générale Transatlantique à la fin de l'année 1934.

C'étaient précisément des appareils conçus selon les principes énoncés par Tesla : ils comportaient déja des magnétrons capables de donner une puissance relativement importante sur les hautes fréquences utilisées. Et, en raison de cette particularité, nous avions pu sans difficulté les installer sur un navire, tandis que les détecteurs électromagnétiques établis peu après (de 1935 à 1937)

en Angleterre et aux Etats-Unis sur des fréquences moins hautes, correspondant à des ondes 2 m. 50 à 3 m. 50, étaient trop encombrants pour prendre place sur des navires et beaucoup moins précis pour la détermination de la direction de l'obstacle.

Au sujet de la recommandation de T e s l a concernant la très grande puissance des impulsions, on doit reconnaître aussi combien il avait raison, mais le plus difficile était de parvenir à augmenter énormément la puissance et c'est vers ce but, après les premiers succès de 1934 et 1935 (sur les navires Orégon, Minautore et sur le grand paquebot Normandie, ainsi que pour la détection par postes terrestres) que tous les efforts de l'équipe française de la Compagnie Générale de T. S. F. furent tendus.

Ce fut le mérite particulier de MM. Maurice P o n t e et Henri G u t t o n de donner la première solution efficace à ce difficile problème si nettement posé par T e s l a, en créant à partir de 1934 des magnétrons de plus en plus puissants et finalement le magnétron à résonance à cathode oxyde, qui fût la base de tous les générateurs établis pour les radars à partir de 1940.

Le Dr. EC. S. M e g a w, conseiller technique de l'Amirauté Britannique, a bien voulu écrire (Journal I. E. F., vol. 93, n° 5, 1946) que l'apport de ce nouveau magnétron à Wembley (le 8 Mai 1940) fut une date dans le développement de la détection électromagnétique, et cela à juste titre, si l'on songe aux conséquences de l'utilisation généralisée des radars sur ondes centimétriques, où l'on met en jeu des impulsions atteignant mille kilowatts.

Je crois donc accomplir un devoir en rendant hommage à ce guide génial que fût Nikola T e s l a. C'est en application des principes théoriques qu'l avait formulés que l'équipe française a pris deux avances mémorables, en 1934 et en 1940, dans la création du radar. Sans doute peut-on dire qu'à l'époque où T e s l a formulait ces principes, il prophétisait ou rêvait, puisqu'il ne disposait alors d'aucun moyen de réaliser, mais il faut ajouter que s'il rêvait du moins rêvait-il juste.

Historische Betrachtungen über Teslas Erfindungen des Mehrphasenmotors und der Radiotechnik um die Jahrhundertwende

Von

Ing. Osana Mario

Professor an der Technischen Hochschule Ljubljana, Jugoslavien

Zehn Jahre nach dem Tode Nikola T e s l a s, da Wien sich anschickt, das Andenken des genialen Elektrotechnikers feierlich zu begehen, glaube ich, als ehemaliger Schüler der Wiener Technischen Hochschule, berechtigt zu sein, einige Reminiszenzen aus lang entschwundener Zeit zu veröffentlichen, die in sehr enger Verbindung mit dem Wirken und Schaffen T e s l a s stehen.

Kaum inskribiert, besuchte ich im Jahre 1901 die Vorlesungen des damaligen Privatdozenten und späteren ord. Professors S a h u l k a über „Theorie und Anwendung von Wechselströmen". Bei der Behandlung der Asynchronmotoren erzählte uns S a h u l k a, daß er im Jahre 1893 als Delegierter des österreichischen Handelsministeriums die Weltausstellung in Chicago besucht habe, bei welcher Gelegenheit er mit dem Erfinder des Asynchronmotors, Nikola T e s l a, ins Gespräch kam, der folgendes erzählte:

„Als ich noch in Budapest bei der Firma G a n z angestellt war, brachte man uns einen defekten Einphasen-Ringtransformator (wahrscheinlich für Bogenlampenbeleuchtung) ins Laboratorium. Dieser Transformator lag lange unbeachtet auf einem Tische und ich legte gelegentlich auf diesen Transformator eine Metallkugel. Schließlich wollten wir diesen Transformator untersuchen, um seine Fehler zu finden und zu beheben. Die Kugel lag noch immer auf dem Transformator; als wir den Transformator behutsam einschalteten, begann sich die Kugel zu drehen. Das interessierte mich außerordentlich, ich untersuchte den Transformator aufs genaueste und fand, daß infolge Windungsschlusses im Ringe, sich ein Drehfeld entwickelte, weil der Strom über zwei Wicklungen mit stark verschiedenen Selbstinduktionen floß." So weit S a h u l k a bzw. T e s l a.

Diese Begebenheit dürfte aus dem Jahre 1882 stammen. Ob T e s l a dauernd bei G a n z angestellt war oder nur gelegentlich bei G a n z arbeitete, soll dahingestellt bleiben. Eins ist aber sicher, daß sich T e s l a schon in Budapest geistig intensiv mit dem Problem des Wechselstrommotors beschäftigte, und wenn der Zufall hier helfend eingriff, so fand der Zufall eben bei T e s l a sehr günstigen Boden, und das Resultat – die Revolution in der Elektrizitätsversorgung der ganzen Welt. Hiebei erwähne ich ein Gegenstück dazu:

Edison wollte Aufklärung, warum sich seine Kohlefadenglühbirnen mit der Zeit innen anschwärzten. Zu diesen Untersuchungen befestigte er im Innern der Birne neben dem Glühfaden eine Platinplatte und konstatierte, daß bei eingeschaltetem Glühfaden und mit Hilfe einer besonderen Stromquelle durch das Vakuum ein Strom zwischen dem Platinplättchen und dem Glühfaden fließt. Mit dieser Erscheinung wußte Edison nichts anzufangen, sie geriet in Vergessenheit. Erst 25 Jahre später begann die technische Entwicklung der Elektronenröhre auf anderem Wege ohne Ausnützung der Beobachtung Edisons.

Sahulka erwähnte zwar auch die Arbeiten D. Dobrowolskys und anderer, doch gab es bei ihm keine Zweifel über Teslas Priorität auf dem ganzen Gebiete der Mehrphasentechnik und ihrer Anwendung.

Eine zweite Begebenheit aus demselben Jahr 1901 soll die Einstellung der damaligen Studentenschaft zu Teslas Errungenschaften auf dem Gebiete der Radiotechnik beleuchten.

Marconi feierte im Juli 1901 Triumphe wegen seiner Erfolge mit der Transozean-drahtlosen Telegraphie. Ich saß mit einem Kollegen auf einer Bank vor der Technischen Hochschule; das Gespräch drehte sich um Marconis Erfolge. Als mein Kollege dem gefeierten Erfinder Marconi zuviel Lob spendete, sagte ich, daß Marconi zwar sehr genial schon Bestehendes zu einem neuen Ganzen verband und technisch ausnützte, daß er aber eigentlich selbständig nichts Neues brachte und daß mir die Erfindung der Nähmaschine erfinderisch bedeutend höher erscheine als das, was Marconi geleistet hatte. Auf das hin sprang mein Kollege von der Bank und betrachtete mich jahrelang etwas von der Seite, als ob bei mir nicht alles „in Ordnung" wäre.

Professor Reithoffer zeigte uns Versuche mit Tesla-Transformatoren, zeigte uns Apparate für drahtlose Telegraphie nach Braun und nach dem Slabi-Arco-System.

Es gehörte aber nicht viel Scharfsinn dazu, um herauszufinden, daß alle Apparaturen Tesla-Transformatoren enthielten, die schon vor dem Jahre 1896 bekannt waren, in dem Jahre als Marconi mit seinen bescheidenen Versuchen der „Drahtlosen" begann, während Tesla seine epochalen Versuche bereits im Jahre 1893 zeigte und die Grundlagen der drahtlosen Telegraphie erbrachte.

Wie meines Kollegen, so war auch die Meinung der Welt im allgemeinen. Der „Sprühkopf" Tesla, wie ihn das Berliner Patentamt nannte, zog wegen Mangel an Reklame immer den kürzeren und büßte nacheinander eine Priorität nach der anderen ein. Erst nach dem Tode ist ihm Gerechtigkeit widerfahren, als Amerika im Jahre 1943 das an Marconi vergebene Patent über drahtlose Telegraphie in Anbetracht der Priorität Teslas außer Kraft setzte, und es wäre zu wünschen, daß im Zeitalter, wo in Hinblick auf wirtschaftliche Völkervereinigung der Nationalismus an Stärke eingebüßt hat, andere Staaten dem Beispiele Amerikas folgen würden.

Zum Schlusse noch einige Milderungsgründe zur Beurteilung der damaligen Patentämter. Die drahtlose Sache war vollkommen neu, unbekannt. Nur wenige konnten an Hand physikalen Denkens und mathematischer Erforschung in das Wesen der Tesla-Erfindungen und -Vorträge des Jahres 1893 eindringen. Es gab wenige Ausnahmen; erwähnen würde ich nur Herrn Prof. J. Zenneck. Schon bei geringer nationaler Einstellung und in Hinblick auf das nicht ganz ergründete „Neue" konnten Patentämter Fehler an Prioritätsrechten begehen. Ich kann dieses „Neue" der damaligen Zeit verstehen, da wir an Hand von dürftigen

Zeichnungen aus Lehrmittelkatalogen uns bemühten, kleine Tesla-Transformatoren zu bauen, wobei wir sehr langsam aber staunend zu neuen Begriffen und Erkenntnissen kamen. Dies war zu meiner Mittelschulzeit am Ende des vorigen Jahrhunderts.

Heute, da wir Nikola Teslas Wirken und Schaffen schon mit der Lupe der historischen Gerechtigkeit betrachten können, glaube ich, daß in Anbetracht der baldigen Wiederkehr seines 100. Geburtstages diese patentrechtlichen Fehler nach dem Beispiel Amerikas wenigstens historisch wieder gutgemacht werden könnten.

Die Schutzmaßnahmen im dreiphasigen Niederspannungsverteilungsnetz mit geerdetem beziehungsweise isoliertem Sternpunkt

Von

Prof. Dr. Ing. **Drago Matanović**

Fakultät für Bergbau und Metallurgie der Technischen Hochschule in Ljubljana, Jugoslavien

Mit 5 Abbildungen

Zusammenfassung

In besonders gefährlichen Anlagen, z. B. unter Tage, wird jetzt das Dreiphasenverteilungssystem mit isoliertem Sternpunkt unter Anwendung des geerdeten Schutzleiters und das Dreiphasensystem mit unmittelbar oder über einen Widerstand geerdetem Sternpunkt unter Anwendung der Summenstromschutzschaltung verwendet. Es werden die Verhältnisse bei beiden Verteilungssystemen und die Wirksamkeit der einzelnen Schutzmaßnahmen dargestellt.

Dreiphasenstrom wird heute ganz allgemein zur Übertragung und Verteilung der elektrischen Energie verwendet. In Niederspannungsnetzen findet man zwei Abarten des Dreiphasennetzes, und zwar erstens jenes mit geerdetem Sternpunkt und häufig an diesen angeschlossenen Nulleiter und zweitens jenes mit isoliertem Sternpunkt. Für die Verteilung der elektrischen Energie in Städten und Siedlungen wird allgemein das Vierleitersystem mit geerdetem Sternpunkt verwendet, das neben drei Phasenleitern noch den Nulleiter besitzt, der den Anschluß einphasiger Kleinverbraucher an das Netz mit der üblichen Verteilungsspannung 380/220 V ermöglicht. In Fabriknetzen ist der Nulleiter oft nicht erforderlich, da die Beleuchtung an einen besonderen Transformator angeschlossen und über ein eigenes Netz gespeist wird. In diesem Falle steht uns das Dreileiternetz mit isoliertem oder geerdetem Sternpunkt zur Wahl, letzteres eventuell noch in der Abart mit über Widerstand geerdetem Sternpunkt. Diese Frage stellt sich im allgemeinen in Fabrikkraftnetzen, insbesondere jedoch im Bergbau für Anlagen unter Tage. Bei der Wahl des Verteilungssystems ist insbesondere die Gefährlichkeit des Netzes mit Rücksicht auf elektrische Unfälle zu berücksichtigen. Der geforderte Sicherheitsgrad ist besonders in jenen Fällen zu beachten, wo die zu erwartende Berührungsspannung groß ist, d. i. insbesondere in sehr feuchten Anlagen und unter Tage. Man muß betonen, daß sich beide Systeme im Bergbau vollkommen eingebürgert haben, und zwar das Dreileitersystem mit isoliertem Sternpunkt in Mitteleuropa und das Dreileitersystem mit unmittelbar oder über einen Widerstand geerdetem Sternpunkt vornehmlich in England und den Vereinigten Staaten von Amerika.

Im folgenden beabsichtige ich, eine kurze Übersicht über die Gefährlichkeit beider Niederspannungsverteilungsnetze und die Schutzmaßnahmen zu geben, die bei diesen Netzen einen entsprechenden Schutz gewähren.

In einem Netz mit isoliertem Sternpunkt stellt sich das Potential des Sternpunktes nach den Isolationswiderständen R_i und den Kapazitäten C der einzelnen Phasenleiter gegen die Erde ein. Im ordnungsgemäßen Betrieb sind die Isolationswiderstände der einzelnen Phasenleiter und deren Erdkapazitäten gleich (oder mindestens ungefähr gleich) und der Sternpunkt hat in diesem Falle Erdpotential. Bei einem Erdschluß einer Phase über einen Widerstand R nach Abb. 1 erhält der Sternpunkt Spannung gegen Erde, während die beiden gesunden Phasen gleichzeitig eine erhöhte Spannung gegen Erde erhalten, die im Grenzfall bei $R = 0$ die Größe der verketteten Spannung erreichen kann. Diese Spannungserhöhung ist in Niederspannungsnetzen nicht ausschlaggebend, da die Leitungen im allgemeinen für eine Spannung von 0,5 oder

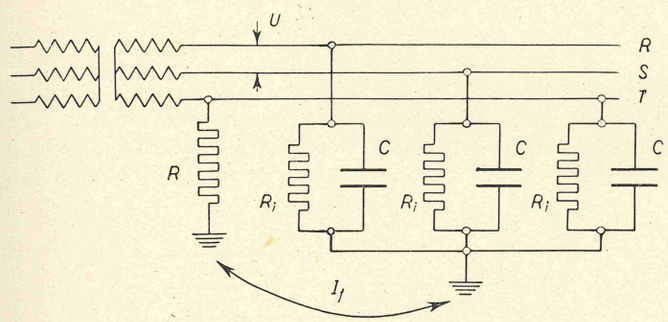


Abb. 1

meistens 1 kV isoliert und die Transformatoren mit einer entsprechenden Isolation des Sternpunktes ausgeführt sind.

Wenn keiner der Phasenleiter mit einem Erdschluß behaftet ist, muß sich der Fehlerstrom bei Berührung eines Phasenleiters ebenso über die Isolationswiderstände und die Kapazitäten der beiden anderen Phasenleiter gegen Erde schließen. Bei einem Netz geringer Ausdehnung und daher genügend großen Isolationswiderständen R_i und genügend kleinen Kapazitäten C ist der Fehlerstrom meist genügend klein und nicht gefährlich. Bei Berührung eines mit einem vollen Isolationsfehler behafteten Verbrauchers, der durch eine Schutzerdung mit einem Übergangswiderstand R_z versehen ist, beträgt die Berührungsspannung U_d bei einer verketteten Netzspannung U unter Berücksichtigung des Widerstandes des menschlichen Körpers R_h bei einem Übergangswiderstand $R_p = 0$ vom menschlichen Körper zur Erde

$$U_d = \sqrt{3}\,U \sqrt{\frac{\frac{1}{R_i^2} + \omega^2 C^2}{\left(\frac{1}{R_h} + \frac{1}{R_z} + \frac{3}{R_i}\right)^2 + 9\,\omega^2 C^2}} \qquad (1)$$

und der Strom durch den menschlichen Körper ist mit

$$J_h = \frac{\sqrt{3}\,U}{R_h} \sqrt{\frac{\frac{1}{R_i^2} + \omega^2 C^2}{\left(\frac{1}{R_h} + \frac{1}{R_z} + \frac{3}{R_i}\right)^2 + 9\,\omega^2 C^2}} \tag{2}$$

gegeben.

Bei einem sonst gesunden Netz ohne Erdschluß mit entsprechend guter Isolation ist die Berührungsspannung und der Fehlerstrom bei einer verketteten Spannung von 220 oder 380 V meistens noch ungefährlich, bei einer verketteten Spannung von 500 V jedoch infolge der größeren Reichweite und der größeren Ausdehnung des Netzes meist schon gefährlich. Besonders gefährlich ist die Berührung einer gesunden Phase bei schon bestehendem Erdschluß in einer anderen Phase nach Abb. 2, da in diesem Falle unter dem Einfluß der verketteten Spannung U durch den menschlichen Körper ein Fehlerstrom in der Stärke von ungefähr

$$J_h \approx \frac{U}{R_h} \tag{3}$$

fließt, falls man die übrigen relativ kleinen Widerstände der Leiter, Transformatorenwicklungen usw. vernachlässigt. Es erscheint daher nicht zulässig, längere Zeit mit einem Erdschluß den Betrieb aufrechtzuerhalten und es müssen daher in jedem Netz mit isoliertem Sternpunkt Erdschlußanzeiger vor-

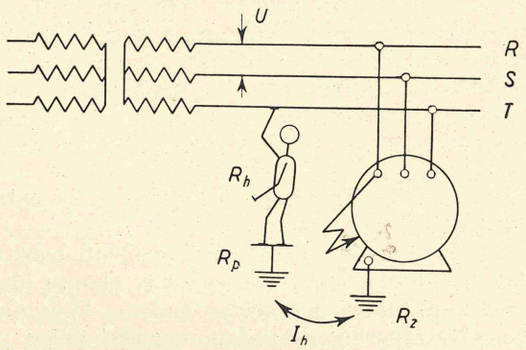


Abb. 2

handen sein. Eine selbsttätige Abschaltung des Netzes bei einem auftretenden Erdschluß wird im allgemeinen abgelehnt, um Betriebsunterbrechungen möglichst zu vermeiden. Jedenfalls erscheint es vielen als Vorteil dieses Verteilungssystems, daß beim ersten Erdschluß der Betrieb nicht unterbrochen wird.

Es wäre noch zu bemerken, daß der Sternpunkt dieses Verteilungsnetzes mit isoliertem Sternpunkt häufig über eine Durchschlagsicherung gegen Erde angeschlossen ist, die den Sternpunkt unmittelbar mit der Erde verbindet, sobald die Niederspannungswicklung des Transformators durch Isolationsfehler Hochspannung erhält. Dies ist jedoch ein relativ seltener Fehler, der bei einigen zeitgemäßen Transformatorenkonstruktionen fast ausgeschlossen erscheint.

Bei einem Verteilungsnetz mit geerdetem Sternpunkt hat dieser praktisch stets Erdpotential. Dieses System ist an und für sich gefährlicher, da

jede Berührung eines Phasenleiters nach Abb. 3 durch den menschlichen Körper einen Fehlerstrom

$$J_h = \frac{U}{\sqrt{3}\,(R_h + R_p + R_{oz})} \tag{4}$$

verursacht, falls die Widerstände der Leitungen und Wicklungen vernachlässigt werden bzw. im ungünstigsten Falle bei einem Übergangswiderstand vom menschlichen Körper zur Erde $R_p = 0$

$$J_h \approx \frac{U}{\sqrt{3}\,R_h}, \tag{5}$$

falls noch der relativ kleine Übergangswiderstand der Betriebserdung vernachlässigt wird ($R_{oz} \ll R_h$). Man erkennt, daß die Stärke des Fehlerstromes bei den üblichen Spannungen von 380/220 V oder 220/125 V den zulässigen Grenz-

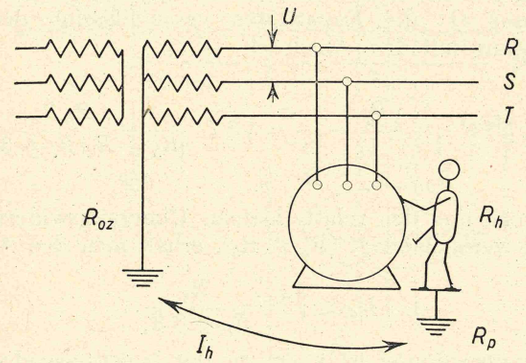


Abb. 3

strom von 0,05 A übersteigt, wenn man wie üblich mit einem unteren Widerstand von $R_h = 1000\,\Omega$ des menschlichen Körpers rechnet. Außerdem kann bei jedem Erdschluß eines Phasenleiters ein Lichtbogen entstehen, der in explosionsgefährdeten Räumen und schlagwettergefährdeten Gruben eine Explosion hervorrufen kann. Mit Rücksicht auf diese beiden Erkenntnisse muß man unbedingt fordern, daß die Möglichkeit einer Berührung der Phasenleiter bzw. das Entstehen eines Erdschlusses in solchen Anlagen verhindert wird. Diese Forderung kann in Kabelnetzen am ehesten erfüllt werden.

Den entsprechenden Fehlerstrom kann man in Verteilungsnetzen mit geerdetem Sternpunkt durch Erhöhung des Widerstandes der Betriebserdung erreichen. Mitunter wird der Sternpunkt über einen entsprechend großen Widerstand, z. B. 10 Ω, geerdet und hiedurch der Fehlerstrom auf etwa 10 bis 30 A geschwächt. Dies bietet gewisse Vorteile, verlangt jedoch besonders empfindliche Schutzmaßnahmen. Die unmittelbare Schutzerdung oder Nullung bliebe unwirksam, da der kleine Fehlerstrom keine Abschaltung verursachen könnte.

Im folgenden werden die wirksamen Schutzmaßnahmen einzeln besprochen.

In Verteilungsnetzen mit isoliertem Sternpunkt verwendet man neben der Erdschlußanzeigevorrichtung, die man eigentlich auch als eine

Schutzmaßnahme werten muß, den durchgehenden geerdeten Schutzleiter, an welchem sowohl die Gehäuse sämtlicher Maschinen, Verteiler, Apparate, Kabelmantel usw. als auch benachbarte, durchgehende, leitende Metallteile, wie z. B. Rohrleitungen, angeschlossen werden. Beim ersten auftretenden Isolationsfehler bzw. Erdschluß muß sich der Fehlerstrom, wie erwähnt, über die Isolationswiderstände und Kapazitäten schließen, aber seine kleine Stärke wird keine Abschaltung verursachen. Bei einem eventuell folgenden Erdschluß in einer anderen Phase steht dem Fehlerstrom eine geschlossene metallische Strombahn zur Verfügung, und man kann bei einem entsprechend kleinen Widerstand dieser Strombahn meistens mit Sicherheit erwarten, daß einer der beiden fehlerhaften Anlageteile abgeschaltet wird.

Beim ersten Erdschluß erhält die entsprechende Phase und mit ihr das Gehäuse des fehlerhaften Verbrauchers praktisch Erdpotential. Eine Berührung des Gehäuses des fehlerhaften Verbrauchers ist daher nicht gefährlich. Dies ist schon aus der Gleichung (1) ersichtlich, da in diesem Falle der Wert $1/R_z$ relativ groß ist gegenüber allen anderen Werten. Klar ist dies ersichtlich, wenn man in Gleichung (1) die Kapazitäten vernachlässigt, denn dann ist die Berührungsspannung mit dem Ausdruck

$$U_d \approx \sqrt{3}\, U \frac{\frac{1}{R_i}}{\frac{1}{R_h}+\frac{1}{R_z}+\frac{3}{R_i}} = \sqrt{3}\, U \frac{R_h R_z}{(R_h+R_z) R_i + 3 R_h R_z} \tag{6}$$

gegeben. Falls man nun den relativ kleinen Übergangswiderstand der Erdung des Schutzleiters vernachlässigt ($R_z \ll R_h$), erhält man den Ausdruck

$$U_d \approx \sqrt{3}\, U \frac{R_z}{R_i + 3 R_z}. \tag{7}$$

Die Berührungsspannung ist klein, da der Isolationswiderstand R_i gegenüber dem Übergangswiderstand R_z relativ sehr groß sein soll ($R_i \gg R_z$). Aus diesem Grunde ist es auch zweckmäßig, daß der Schutzleiter eine Erdung mit möglichst kleinem Übergangswiderstand hat.

Bei einem Verteilungsnetz mit geerdetem Sternpunkt hat ein Schutzleiter als solcher keinen Sinn, da sich der Fehlerstrom bereits beim ersten Erdschluß über die Erde und die Betriebserdung schließt und man eine sofortige Abschaltung verlangen muß. Ein durchgehender Erdungsleiter dient lediglich als Verbindungsleitung für mehrere Gehäuse an einer gemeinsamen Schutzerdung. Diese Schutzerdung der einzelnen Verbraucher ist nur bei Verbrauchern kleinerer Leistungen anwendbar, da ansonsten der Übergangswiderstand der Schutzerdung unausführbar klein sein müßte. So erscheint die unmittelbare Schutzerdung der einzelnen Verbraucher begrenzt und in Anlagen mit stärkeren Verbrauchern nicht anwendbar.

Falls man in Kabelnetzen damit rechnen kann, daß der Nulleiter keine Unterbrechung erleiden kann und das Netz bei Kurzschluß sicher abgeschaltet wird, kommt als einfache und zweckmäßige Schutzmaßnahme die Nullung in Betracht. Beim ersten Isolationsfehler kann man in nicht allzu ausgedehnten Netzen mit entsprechend großen Querschnitten erwarten, daß der fehlerhafte Verbraucher durch den übermäßigen Fehlerstrom sofort abgeschaltet wird.

Sowohl bei der Einzelschutzerdung als auch bei der Nullung kann man eine

sichere sofortige Abschaltung durch empfindlichere Relais erreichen, die bereits bei einer entsprechend kleineren Fehlerstromstärke abschalten, etwa bei 5 A bis zirka 15% des Nennstromes des Verbrauchers. In den westlichen Staaten hat sich die sogenannte Summenstromschutzschaltung bewährt (Core-balance relais), bei welcher nach der schematischen Abb. 4 die drei Leiter einer Dreiphasenleitung zu einem Verbraucher durch einen Eisenkern geführt werden. Bei guter Isolation des Verbrauchers ist die Summe der einzelnen Phasenströme in jedem Augenblick gleich Null und deshalb entsteht im Eisenkern kein Magnetfluß und in der Sekundärwicklung kann keine Spannung induziert werden. Bei Erdschluß fließt der Fehlerstrom einer Phase zur Erde, die Summe der Phasenströme ist nicht mehr gleich Null und der Magnetfluß induziert in der Sekundärwicklung eine Spannung, die zur Abschaltung verwendet wird, häufig über Gleichrichter.

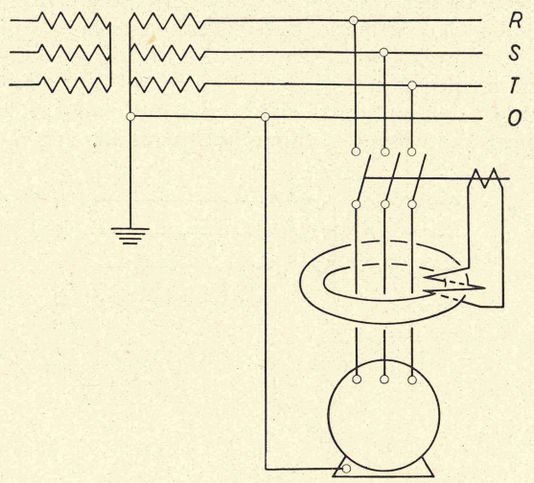


Abb. 4

Diese Summenstromschutzschaltung muß insbesondere angewendet werden, falls der Sternpunkt über einen Widerstand geerdet wird und die Gehäuse der Verbraucher einzeln mit einer Schutzerde oder dem Nulleiter verbunden werden. In diesem Falle verschiebt sich infolge des Fehlerstromes der Sternpunkt, und zwar um so mehr, je größer der Fehlerstrom und der Gesamtwiderstand R_{oz} zwischen dem Sternpunkt und der Erde ist. Wenn wir den Fall der Einzelschutzerdungen mit einem Übergangswiderstand R_z betrachten, erhält der Sternpunkt durch den Fehlerstrom J_f eine Spannung von

$$U_o = J_f R_{oz} = \frac{U}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_{oz}}{R_z + R_{oz}} \tag{8}$$

gegen Erde, während das Gehäuse des fehlerhaften Verbrauchers ebenfalls gegen Erde die Spannung

$$U_z = J_f R_z = \frac{U}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_z}{R_z + R_{oz}} \tag{9}$$

erhält. Wir können verlangen, daß das Gehäuse des fehlerhaften Verbrauchers höchstens eine ungefährliche Spannung von 50 V gegen Erde erhält. In diesem Falle muß die Bedingungsgleichung

$$50 > \frac{U}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_z}{R_z + R_{oz}} \tag{10}$$

erfüllt sein. Das Verhältnis der Übergangswiderstände der Betriebserdung des Sternpunktes und der Schutzerdung muß mindestens

$$\frac{R_{oz}}{R_z} > \frac{U/\sqrt{3} - 50}{50} \tag{11}$$

betragen. In einem Verteilungsnetz mit einer verketteten Spannung 380 V müßte daher der Gesamtwiderstand zwischen dem Sternpunkt und Erde mindestens 3–4mal größer sein als der Übergangswiderstand jeder einzelnen Schutzerdung. Vollkommen analoge Verhältnisse treten auf, wenn bei Nullung nach Abb. 5 zwischen dem Sternpunkt und dem an die Betriebserdung angeschlossenen Schutzleiter ein entsprechend großer Widerstand R_e eingeschaltet ist. Der Sternpunkt verlagert sich und das Gehäuse des mit einem Isolationsfehler behafteten Verbrauchers kann keine gefährliche Spannung gegen Erde erhalten.

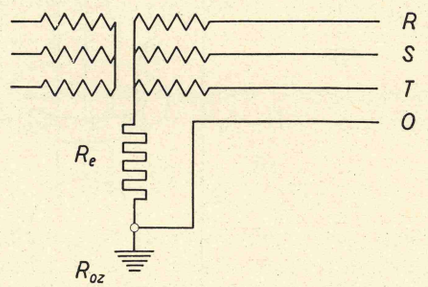


Abb. 5

Es wäre schließlich zu erwähnen, daß die Summenstromschutzschaltung auch in Netzen mit isoliertem Sternpunkt anwendbar wäre, falls eine empfindliche Abschaltung erwünscht erscheinen sollte. Der Schutzleiter ist wie beim Anschluß des Gehäuses an den Nulleiter außerhalb des Eisenkernes des Erdschlußrelais zu führen. Beim ersten Erdschluß kann dieses Relais nicht ansprechen, da die Stromstärke zu klein ist.

Neben dieser Stromschutzschaltung wird häufig auch die Spannungsschutzschaltung verwendet, insbesondere anstatt der Einzelschutzerdung in Netzen mit geerdetem Sternpunkt.

In besonders gefährlichen Anlagen wird daher das Dreileitersystem mit isoliertem Sternpunkt mit geerdetem Schutzleiter und das System mit unmittelbar oder über einen Widerstand geerdetem Sternpunkt unter Anwendung der Summenstromschutzschaltung angewendet. Es ist eigentlich schwierig, dem einen oder dem anderen System den Vorzug zu geben. Das Verteilungssystem mit isoliertem Sternpunkt ermöglicht nach dem ersten Erdschluß, wie erwähnt, eine Weiterführung des Betriebes unter allerdings stark erhöhter Gefährlichkeit, während beim System mit unmittelbar oder über einen Widerstand geerdetem

Sternpunkt die Summenstromschutzschaltung eine zuverlässige Lösung darstellt. Eigentlich müßte man noch stets eine weitere Maßnahme beachten, die gewissermaßen auch als eine Schutzmaßnahme anzusprechen wäre, und zwar eine häufige Überwachung und Kontrolle des Isolationszustandes des gesamten Netzes und aller einzelnen Verbraucher.

Literatur:

A. Stormans, Stand und Entwicklung des Schutzes gegen Berührungs- und Brandgefahr an elektrischen Anlagen unter Tage. Glückauf, 1950, Heft 41/42.

H. Taylor & C. C. Whibley, Earth-Fault Protection in Mines. The Mining Electrical and Mechanical Engineer, Nov. 1952, Vol. XXXIII, Nr. 386.

D. Matanović, Nevarnost za življenje pri trifaznem razdelilnem omrežju z izoliranim zvezdiščem (Die Gefährlichkeit eines Dreiphasenverteilungsnetzes mit isoliertem Sternpunkt). Rudarsko-metalurški zbornik, Ljubljana, 1952, Nr. 1.

Über die Stromversorgung von Wechselstrombahnen

Von

H. G. Schmidt, Wien

Generaldirektion der Österreichischen Bundesbahnen

Mit 6 Abbildungen

1. Die Bahnelektrifizierung als energiewirtschaftliche Aufgabe

Die stürmische Aufwärtsentwicklung des allgemeinen Energiebedarfes in der Welt steuert mit großer Raschheit einem Zustand hin, der es erfordern wird, die in den einzelnen Wirtschaftsgebieten verfügbaren Rohenergiequellen, vor allem die nur in begrenzter Menge vorrätigen Brennstoffe, bestmöglich zu bewirtschaften. In dieser Hinsicht bedarf der Schienenverkehr, der auch heute noch in vielen Ländern überwiegend mit vielfach stark überalternden Dampflokomotiven abgewickelt wird, einer besonderen Aufmerksamkeit, da der Gesamtwirkungsgrad dieser Triebfahrzeuge im Jahresdurchschnitt meist nicht viel über 6 bis 7% gelegen ist. Rund 93 bis 94% der im Rohstoff Kohle enthaltenen Energiemenge verlassen heute noch die Schornsteine der Dampflokomotiven ohne jeden volkswirtschaftlichen Nutzen, und es erhellt daraus deutlich genug, daß die Umstellung dieses Dampfbetriebes auf andere Betriebsarten mehr ist als das Bedürfnis nach Erhöhung der Reisegeschwindigkeit, Vermeidung der Rußplage und, was vor allem dem elektrischen Zugbetrieb, aber auch dem Betrieb mit Dieselfahrzeugen, sonst noch an Vorteilen zugeschrieben werden mag.

In der Tat liegt hier eine der wichtigsten energiewirtschaftlichen Aufgaben unseres Zeitalters vor, denn auch kohlenreiche Länder werden sich auf die Dauer den Luxus nicht leisten können, mit dem immer kostbarer werdenden Rohstoff Kohle so verschwenderisch umzugehen, wie dies heute z. B. in Europa auf 90% aller Schienenwege der Fall ist.

Unter den bestehenden Möglichkeiten einer grundlegenden Verbesserung dieses Zustandes steht für europäische Verhältnisse im Hinblick auf die vergleichsweise bescheidenen Vorkommen an Erdöl, die nicht annähernd imstande sind, ohne Zufuhr von außen auch nur den zwingenden Bedarf des Straßen- und Luftverkehres zu decken, die Umstellung des Bahnbetriebes auf elektrischen Zugbetrieb im Vordergrund. Es ist deshalb nicht zu verwundern, daß, begünstigt durch die in den letzten Jahrzehnten ständig steigende Wertschätzung der Kohle*, auch kohlereiche Länder (Deutschland, Frankreich) im

* Die Kosten je t Steinkohle ab Tender sind in Österreich in den letzten 25 Jahren im Vergleich zu den allgemeinen Lebensverhältnissen um rund 400%, also etwa auf das 5fache, gestiegen.

Rahmen ihrer finanziellen Möglichkeiten den elektrischen Zugbetrieb ständig weiterentwickeln. Für Österreich als Land, reich an wirtschaftlich ausbauwürdigen Wasserkräften, ist damit der Weg vorgezeichnet, den Länder wie die Schweiz oder Schweden in ähnlicher Weise mit bestem Erfolg bereits beschritten haben, und es mag deshalb angezeigt sein, das Problem der elektrischen Zugförderung ganz allgemein vom Standpunkt der Stromversorgung an Hand der bisherigen Entwicklung kurz zu beleuchten.

2. Der Eigenbedarf großer Bahnnetze

Ausgehend von den Beobachtungen, die in Anfängen des elektrischen Zugbetriebes auf vergleichsweise kurzen Strecken angestellt werden konnten, haben die inzwischen gesammelten Erfahrungen sehr deutlich erwiesen, daß die zunehmende Ausdehnung der Netze nicht nur zu einer sehr weitgehenden Verbesserung in der Ausnützung der Triebfahrzeuge, sondern auch zu einer starken Vergleichmäßigung der Belastungslinie und damit zu einer wesentlichen Verringerung der Verhältniszahl: Stoßspitzenleistung zur Jahresmittelleistung, mit anderen Worten, zu einer wirtschaftlich bedeutsamen Erhöhung der Benützungsdauer aller an der Bahnstromerzeugung und Fortleitung beteiligten Anlageteile führt (Abb. 1). Der Umfang der hier zu erwartenden Vorteile ist sehr wesentlich abhängig von der allgemeinen Konstitution des Verkehrsaufkommens, vor allem von der Verkehrsdichte und dem anteiligen Verhältnis von Reisezugs- und Güterverkehr, ferner von der vertikalen Gliederung des Bahnnetzes, wobei lange und steile Rampen, besonders auf eingleisigen Strecken, die Belastungsverhältnisse ungünstig beeinflussen können, nicht zuletzt aber auch von der geometrischen Gestalt der Netze. Langgestreckte, lineare Netzgebilde zeigen im allgemeinen eine höhere Gleichmäßigkeit als flächenhafte, von starken Verkehrsknoten der Großstädte durchsetzte Netze, bei denen die Lebensgewohnheiten der Bahnbenützer der Bahnbelastungslinie ihren Stempel aufdrücken (Abb. 2). Die in Abb. 1 gezeigte Linie ist deshalb besser als Mittellinie eines mit zunehmender Netzgröße ständig sich verschmälernden Bandes aufzufassen. Der Stoßspitzenfaktor beträgt für das Verbundnetz der ÖBB gegenwärtig etwa 1,8 entsprechend einer Benützungsdauer der Höchstleistung von rund 4850 h.

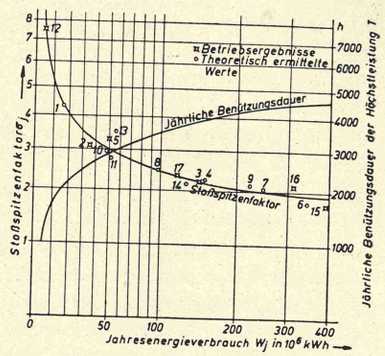


Abb. 1. Bahnstromversorgung, Benützungsdauer und Stoßspitzenfaktor

Bedingt durch seine Gebundenheit an den Fahrplan, zeigt der Energiebedarf für elektrische Zugförderung, über größere Zeiträume gesehen, eine große Regelmäßigkeit, die durch einen Fahrplanwechsel meist nur wenig gestört wird. Typisch ist hier das rhythmische Pulsieren des Bedarfes, ausgehend vom Montag, als dem Tag geringsten Verkehrsaufkommens im Güterverkehr, der sich gegen das Wochenende hin ständig verstärkt, und durch den erhöhten Reiseverkehr zum Wochenende noch einen zusätzlichen Impuls erhält, um dann wieder rasch abzuklingen. In den Ländern mit annähernd ausgeglichenem Reise- und Güterverkehr zeigen auch der Bedarf im Sommer- und Winterhalbjahr nur

geringe Schwankungen in der zeitlichen Verteilung, weil der erhöhte Bedarf für den stärkeren sommerlichen Reiseverkehr im Winterhalbjahr durch die elektrische Zugheizung weitgehend ausgeglichen wird.

Die sohin kurz skizzierten Belastungsverhältnisse großer Bahnnetze wären vom Standpunkt der Stromerzeugung beinahe als ideal zu bezeichnen, wenn ihr Zustandekommen auf einem engen Raum begrenzt wäre und neben den zeitlichen Schwankungen des Gesamtbedarfes die Art ihrer räumlichen Zusammensetzung vernachlässigt werden könnte. In dieser Hinsicht verhalten sich linear ausgestreckte Netze, besonders dann, wenn sie örtlich weit auseinanderliegende Steilrampen enthalten, wesentlich ungünstiger als flächenhafte Netzgebilde mit konzentrierter Anordnung weniger, in relativ kleiner Entfernung liegender Lastschwerpunkte. Aus der ständigen, oft sehr rasch wechselnden

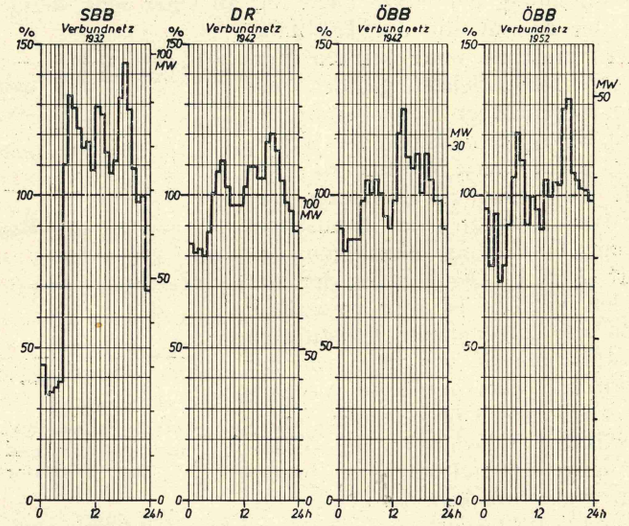


Abb. 2. Stundenmittelleistungen in Bahnstromversorgungsnetzen

örtlichen Lage dieser Schwerpunkte ergeben sich vergleichsweise starke Beanspruchungen der Energieverteilungsanlage, die bei der Planung der Netze sehr gründlich beachtet werden müssen, wenn eine nach energiewirtschaftlichen Gesichtspunkten ausgerichtete Lastverteilung auf mehrere verteilt liegende Energiequellen ermöglicht werden soll. Ihre Nichtbeachtung hat in der ersten Entwicklungsperiode der Bahnstromversorgungsanlagen zu manchen Planungsfehlern Anlaß gegeben und nachträgliche Verstärkungen einzelner Netzglieder erfordert.

Nach diesem Hinweis auf die zeitlichen und örtlichen Schwankungen des Wirklastbedarfes soll auch kurz auf den Verlauf des Blindlastbedarfes großer Bahnnetze hingewiesen werden, der im wesentlichen bedingt ist durch den Bedarf der Lokomotiven. Wechselstromtriebfahrzeuge waren einst gefürchtete Blindstromverbraucher und der mittlere Leistungsfaktor betrug vielfach 0,7 und darunter. Heute arbeiten Lokomotiven neuester Bauart mit Serienkollektor-

motoren bei $16^2/_3$ Hz mit einem mittleren Leistungsfaktor von 0,9 bis 0,95 (bestens 0,98); bei 50 Hz liegt der analoge Wert etwa bei 0,8 bis 0,85 (bestens 0,92 bis 0,95). Die bei 50 Hz in Frage kommenden Umformerlokomotiven entnehmen die Leistung bei $\cos \varphi = 1$. Da die Zahl der ständig am Netz hängenden Blindlastverbraucher ziemlich konstant ist, schwankt auch der Blindleistungsbedarf großer Bahnnetze nur in sehr engen Grenzen. Im Netz der ÖBB kann dieser Bedarf überschlägig als über Zeit annähernd konstantes Band angesehen werden, dessen Höhe je nach den vorliegenden Verhältnissen etwa 80% des Mittelwertes des Wirklastbedarfes beträgt, entsprechend einem mittleren Leistungsfaktor von 0,78, bezogen auf die Austrittsstelle der Kraftwerke. Dieser Wert wird sich in den nächsten Jahren mit wachsendem Einsatz moderner Triebfahrzeuge zweifellos noch wesentlich erhöhen.

3. *Die Gestaltung der Bahnstromversorgungsanlagen*

Das anfänglich so bunte Gemisch der Ansichten der Fachleute über die technische und wirtschaftliche Bestlösung für die Stromversorgung einer Fernbahn oder eines Fernbahnnetzes scheint sich heute, nach einer mehr als fünf Jahrzehnte umfassenden Entwicklung langsam abzuklären und auf Grund der nunmehr vorliegenden Erfahrungstatsachen darf man wohl behaupten, daß der einphasige Wechselstrom in Zukunft den Sieg über das seinerzeit mit so vielen großen Hoffnungen ins Dasein gerufene Gleichstromsystem davontragen wird, und der Streit über die verwendende Frequenz kann deshalb wohl kaum als ein Streit um die Systemfrage selbst bezeichnet werden.

Die Entwicklung des Wechselstromsystems, die noch vor der Jahrhundertwende von Steinmetz in den USA begann, ist gekennzeichnet durch die mühsame Entwicklung eines den Bedüfnissen des elektrischen Zugbetriebes anpassungsfähigen Reihenschluß-Kollektormotors für den bis in die jüngste Vergangenheit bloß eine niedrige Spezialfrequenz zu eignen schien, die notwendigerweise von der durch die physiologischen Ansprüche des menschlichen Auges an eine flimmerfreie Beleuchtung bedingten wesentlich höheren Normalfrequenz abweichen mußte. Der amerikanische Kontinent entschied sich damals für eine Normalfrequenz von 60 Hz und eine Spezialfrequenz von 25 Hz, die alte Welt dagegen für 50 Hz, und nach anfänglichem Zögern für die Bahnfrequenz von $50/3 = 16^2/_3$ Hz.

Diese Tatsache, und in dem Bestreben, die Bahnstromversorgung entweder vollständig auf die allgemeine Stromversorgung abzustützen oder aber zumindest eine möglichst enge Verbindung mit ihr herzustellen, haben im Laufe der über vier Jahrzehnte gehenden Entwicklung eine große Mannigfaltigkeit im Aufbau der Stromversorgungsanlagen von mit niederfrequentem Wechselstrom betriebenen Bahnen mit sich gebracht, so daß es angezeigt erscheint, darauf kurz hinzuweisen.

Alle hier versuchten Lösungen können grundsätzlich auf zwei Grundformen zurückgeführt werden.

Für die in Abb. 3 a dargestellte „Einphasenlösung" ist kennzeichnend, daß hier die niederfrequente Einphasenenergie aus der jeweils zur Verfügung stehenden Rohenergie unmittelbar erzeugt und über ein besonderes, ausschließlich der Bahnstromversorgung dienendes Verbundnetz geeigneter Spannung fortgeleitet wird. Die weitere Verteilung der Zugförderungsenergie aus dieser Einphasen-

sammelschiene geschieht dann über eine den jeweiligen Bedürfnissen entsprechende Anzahl von einfachen Abspannwerken, in denen die Einphasenenergie auf die Fahrdrahtspannung abgespannt wird. Das Fahrleitungsnetz kann in diesem Fall als geschlossenes, dem Verbundnetz untergeordnetes Verteilnetz betrieben werden. Infolge der Verteilung der Belastungen auf mehrere Abspannwerke ergibt sich aus dieser Anordnung eine sehr günstige Ausnützung der Abspanner und zugleich eine bestwirtschaftliche Last- und Spannungsverteilung im Fahrleitungsnetz.

Bei dieser Lösung, die bisher in Mitteleuropa ganz allgemein angewendet wird, ist es grundsätzlich gleichgültig, auf welche Art der Rohenergie (Kohle, Öl, Wasser) sich die Versorgung abstützt. Wird die Basis der Rohenergie auch für Zwecke der Drehstromversorgung ausgenützt, so bezeichnet man die Energiequelle auch als Gemeinschaftskraftwerk, das eine verlustlose und damit wirtschaftliche Aufteilung der in beiden Richtungen abgegebenen Energiemengen gestattet. Der Sonderfall der Verwendung von Drehstrom als Rohenergie erfordert als Energiewandler im Parallelbetrieb mit anderen (kalorischen oder hydraulischen) Bahnstromquellen Umarter* mit gleitender Drehzahlcharakteristik.

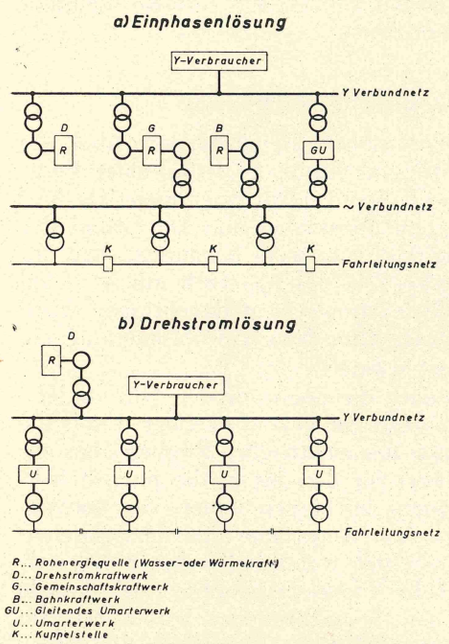


Abb. 3. Grundformen der Bahnversorgung mit Spezialfrequenz

Überaus interessante Lösungen für eine Kombination von Gemeinschaftskraftwerken und elektrischer Netzkupplung über elastische Drehumformer, die eine beliebige Lastverteilung zwischen Rohenergiequelle und den gekuppelten Netzen gestatten, sind angegeben und zum Teil bereits ausgeführt worden. Hier sei verwiesen auf den Umformer im Kraftwerk Pfrombach an der mittleren Isar für eine Austauschleistung von ± 14 MW, der aus einem schlupfgeregelten Drehstromasynchrongenerator, acht Kesselturbinen und einem Einphasensynchrongenerator besteht, die auf einer gemeinsamen Welle samt den zugehörigen Erregermaschinen starr gekuppelt sind. Für kalorische Kraftwerke hat in neuester Zeit M a r g u e r r e** eine ähnliche Lösung angegeben, die es gestattet, Dampfturbinen wirtschaftlicher Leistungseinheiten von etwa 50 MW auch für den Antrieb kleinerer, derzeit mit etwa 25 bis 30 MW in der Leistung begrenzter Einphasengeneratoren zu verwenden. Ein derzeit für das

* Der hier verwendete Ausdruck bezeichnet über Vorschlag des Verfassers die Gesamtheit aller Maschinen und Geräte, die zur Änderung der Stromart dienen. Er ist also ein den Umfomern, Um-, Gleich-, Wechselrichtern usw. übergeordneter Sprachbegriff, der sich seit 1942 in der technischen Literatur eingebürgert hat.

** Siehe auch El. Bahnen 1950, Heft 1.

Großkraftwerk Mannheim im Bau befindlicher Maschinensatz diese Art für 40 MW Antriebsleistung besteht aus einer Dampfturbine, die einen starr gekuppelten Drehstromturbogenerator für 50 MVA bei 3000 U/min antreibt. Dieser Drehstromgenerator ist an seinem anderen Wellenende starr gekuppelt mit einem Pfeilradgetriebe 3 : 1 und weiter über eine elastische Voith-Marguerre-Flüssigkeitskupplung mit einem zweipoligen Einphasensynchrongenerator für eine Nennleistung von 17,5 MVA bei 1000 U/min. Dieser Maschinensatz kann bei leer mitlaufender Turbine auch als elastischer Umformer benützt werden, wird allerdings nur den einseitigen Energietransport in Richtung zum Einphasennetz gestatten.

Von der im vorstehenden kurz skizzierten Netzbauform völlig verschieden ist die in Abb. 3 b dargestellte „Drehstromlösung", die kennzeichnend ist für das von den kgl. Schwedischen Staatsbahnen verwendete Stromsystem. Bei dieser wirkt als alleiniger Träger der Stromverteilung ein Drehstromverbundnetz, aus dem die Zugförderungsenergie an geeigneten Punkten über Umarter entnommen wird. Diesen Umartern fällt damit die Aufgabe zu, aus dem in Form von Drehstrom angelieferten Energieband einen einphasig pulsierenden Leistungsfluß herauszuholen. Es ist klar, daß sie diese Aufgabe in einer der physikalischen Natur des Drehstrombandes nicht zuwiderlaufenden Weise nur dann erfüllen können, wenn sie, wie etwa die von den kgl. Schwedischen Staatsbahnen benützten Drehumformer, mit einem Speicher ausgestattet sind, der eine Rückwirkung des einphasig pulsierenden Leistungsflusses auf das Drehstromsystem ausschließt.

Da Drehumformer auch in der einfachsten Bauart als Synchron-Synchronumformer bei den in Frage kommenden Leistungen von 3 bis 6 MVA je Einheit Umformungsverluste von 15 bis 20% der abgegebenen Einphasenenergie bedingen, hat man vor zwei Jahrzehnten versucht, das Problem der Umartung eines Drehstromes in einen Einphasen-Wechselstrom mittels speicherloser, als trägheitslose Schalter arbeitender, gittergesteuerter Umrichter zu lösen unter Hinweis auf die im Bau von Gleichrichtern gesammelten Erfahrungen und in der Erwartung von Wirkungsgraden für den Umartungsprozeß etwa in der Größenordnung jener der Gleichrichter. Der Verfasser hat damals der Meinung Ausdruck gegeben, daß der rotierende Umformer, dessen Massen hier als mechanische Speicher zur Wirkung kommen, durch gittergesteuerte Gefäßumrichter nicht ohne weiteres ersetzt werden könnten. Die von der Deutschen Reichsbahn mit Umrichtern verschiedener Bauart unter erheblichem Aufwand an Baukosten gesammelten Erfahrungen haben inzwischen diese Voraussage bestätigt. Von den zahlreichen Anlagen dieser Art steht heute nur mehr ein nach dem Trapezkurvenprinzip arbeitender Umrichter in Basel in Betrieb. Man hat sich dort mit den Rückwirkungen der Oberwelligkeit auf das sehr erhebliche größere Drehstromnetz abgefunden und die effektiv entstehenden Nachteile der Geringfügigkeit halber in Kauf genommen. Versuche, einen Gefäßumrichter als Zwischenkreisumrichter mit elektrischen Speichern (Kondensatoren und Drosselspulen) zu bauen, haben bisher kein befriedigendes Ergebnis gezeitigt. Mit einer breiteren Anwendung dieser Geräte ist wohl kaum zu rechnen.

Inzwischen wurde erkannt, daß die Frage der Anwendung eines der beiden im vorstehenden geschilderten Systeme der Stromversorgung mit niedriger Spezialfrequenz im wesentlichen abhängig ist von den Kapitalkosten, den Strom-

kosten (die ihrerseits besonders bei den kapitalintensiven Wasserkraftanlagen abhängig sind von den spezifischen Anlagekosten je kWh, also von der Ausbauwürdigkeit) und vom spezifischen Arbeitsbedarf eines Bahnnetzes, bezogen auf einen Kilometer Streckenlänge. Wie die Verhältnisse hier in Europa in dieser Hinsicht liegen, zeigt Abb. 4, aus der zu erkennen ist, daß die von den kgl. Schwedischen Staatsbahnen gewählte Drehstromlösung mit Drehumformern ebenso richtig war, wie die Entscheidung der mitteleuropäischen Bahnverwaltung der Schweiz, Deutschlands und Österreichs für die Primärerzeugung des niederfrequenten Bahnstroms in reinen Bahnkraftwerken oder in Gemeinschaftskraftwerken, die immer mehr als Bestlösung anerkannt und angewendet werden*.

Die allgemeinen Betrachtungen des Standes der Bahnstromversorgung von Wechselstrombahnen wären unvollständig ohne Hinweis auf die gegenwärtig von den französischen Staatseisenbahnen ausgehende Entwicklung des normalfrequenten Bahnstromsystems für 25 000 V, 50 Hz. Veranlaßt durch das Bedürfnis, allmählich auch Strecken mittleren und kleineren spezifischen Bedarfes (etwa von 200 bis 600 MWh/km × Jahr) auf elektrischen Zugbetrieb umzustellen, für die das in Frankreich vor mehr als 30 Jahren eingeführte Gleichstromsystem 1500 V infolge des hohen Aufwandes für die ortsfesten Anlagen (Gleichrichterwerke und Fahrleitungen) wirtschaftlich nicht mehr tragbar ist, sahen sich die französischen Staatsbahnen bekanntlich gezwungen, der Frage der Verwendung eines leistungsfähigen Wechselstromsystems näherzutreten. Sie konnten dabei an die Erfahrungen anknüpfen, die von der Deutschen Reichsbahn seit dem Jahre 1936 auf der 50 Hz Versuchsstrecke der Höllentalbahn in den letzten Jahrzehnten gemacht wurden. Diese damals eingeleitete Entwicklung wurde vielleicht wegen des bereits auf größeren Netzabschnitten eingeführten und bestens bewährten Wechselstromsystems mit $16^2/_3$ Hz nicht weiter fortgesetzt und blieb deshalb in ihren Anfängen stecken.

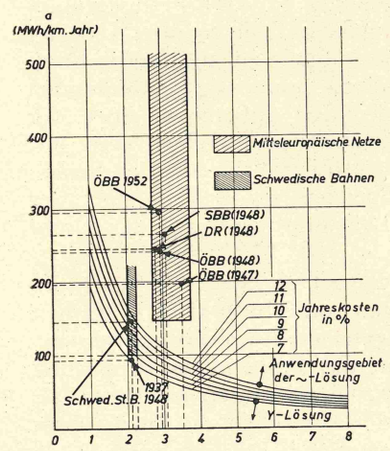


Abb. 4. Grenzen der Wirtschaftlichkeit zwischen Einphasen- und Drehstromlösung

Dank den ernsten Bemühungen der französischen Staatseisenbahnen und der inzwischen auf der 80 km langen Probestrecke Aix—Les Bains—Annecy—La Roche sur Foron gesammelten Erfahrungen, darf die Frage nach der zweckmäßigen Bauart der Triebfahrzeuge für 50 Hz heute im wesentlichen als gelöst bezeichnet werden und die Vor- und Nachteile, die das 50 Hz-System in dieser Hinsicht bietet, zeichnen sich, im Großen gesehen, deutlich ab. Als Abnehmer wird die 50 Hz-Umformerlokomotive bei einem gegenüber der 50 Hz-Lokomotive mit Reihenschlußmotoren um rund 7% schlechterem Wirkungsgrad praktisch mit $\cos \varphi = 1$ fahren. Bei der Reihenschlußmaschine wird man mit einem

* Siehe auch Bericht des Verfassers zur WPC London 1950 „Über die wirtschaftliche Gestaltung der Stromversorgungsanlagen von Wechselstrombahnen", Bericht Nr. 24.

Bestleistungsfaktor von 0,9 zu rechnen haben gegenüber 0,95—0,98 bei der analogen Maschine für $16^2/_3$ Hz, deren Wirkungsgrad um 2—3% über jener der 50 Hz-Reihenschlußmaschine liegt. In bezug auf die Kommutierung wird bei richtiger Auslegung des 50 Hz-Reihenschlußmotors dieselbe Lebensdauer für den Kollektor erwartet werden dürfen wie für den $16^2/_3$ Hz-Reihenschlußmotor.

Die Probleme, die bei der Stromversorgung von 50 Hz-Wechselstrombahnen zu lösen sind, wurzeln einerseits in der durch die höhere Frequenz bedingten Vergrößerung der induktiven Widerstände der einphasigen Strombahn von der Eintrittsstelle der Abspannwerke bis zum Bügel, anderseits in der Aufgabe, die im Netz verteilten einphasigen Belastungen zwecks Vermeidung von Schieflasten im Drehstromnetz möglichst gleichmäßig auf die drei Phasen des Drehstromsystems aufzuteilen.

Dem Übel der größeren Netzreaktanzen kann abgeholfen werden durch Erhöhung der Nennspannung in der Fahrleitung auf 25 kV. Mit einem entsprechend höheren Aufwand für die Isolation können damit annähernd die gleichen Unterwerksabstände erreicht werden, wie beim System mit $16^2/_3$ Hz,

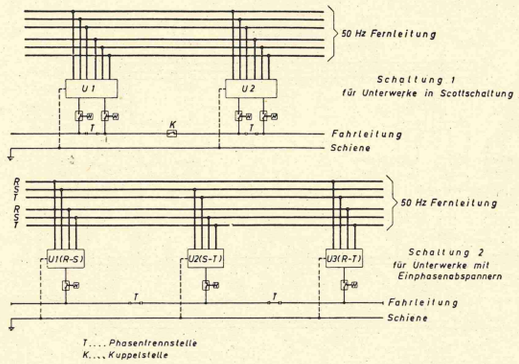


Abb. 5

15 000 V. In den Unterwerken wird man allerdings nicht nur wegen der bei 50 Hz höheren Kurzschlußimpedanz der Abspanner, sondern auch zum Ausgleich der Spannungsschwankungen im versorgenden Drehstromnetz, dessen Spannungsfahrplan in der Regel nach anderen Gesichtspunkten eingerichtet sein wird als in besonderer Anpassung an die jeweiligen Bedürfnisse des Bahnbetriebes, ohne Lastregelschalter kaum das Auslangen finden. Da der Bahnabspanner erfahrungsgemäß das durch die zahlreichen Kurzschlüsse am härtesten beanspruchte Übertragungsglied darstellt, so wird der Entwicklung hochkurzschlußfester Bauarten für diese Lastregelschalter eine besondere Aufmerksamkeit zuzuwenden sein.

Für eine freilich nie ganz exakte, praktisch aber vielleicht befriedigende Aufteilung der einphasigen Belastungen größerer Bahnnetze bestehen zwei Möglichkeiten (Abb. 5):

a) Die Unterwerke werden dreiphasig unter Verwendung von Abspannern in der bekannten Scott-Schaltung angeschlossen. Man wandelt also den Drehstrom in einen Zweiphasenstrom um und teilt die vom Unterwerk ausgehenden Speisebezirke annähernd gleichmäßig auf beide Phasen auf. Diese Schaltung

bedingt den Einbau von nicht überbrückbaren Trennstellen zwischen zwei Phasen am Ort des Unterwerkes, hat aber den Vorteil, daß die Fahrleitungsabschnitte zwischen benachbarten Unterwerken bei entsprechend gewählter Schaltung gekuppelt werden können. Eine Schaltung dieser Art wurde seinerzeit von der vormaligen Deutschen Reichsbahn für die Versorgung der Höllentalbahn angewendet, wenn auch später wieder aufgegeben, weil die Nachteile einer ständigen Trennung der Speisebezirke und einer schlechten Ausnützung der Abspanner bei höherer Reservehaltung im Unterwerk zu den Vorteilen einer besseren Lastverteilung im Drehstromnetz bei den vergleichsweise kleinen Belastungen dieser Strecke in keinem tragbaren Verhältnis standen. Neuestens ist eine Anordnung dieser Art für die in Elektrifizierung befindliche Strecke Valenciennes—Thionville der französischen Staatsbahnen vorgesehen. Ihre Nachteile: Höhere Ausbauleistungen für die Abspanner in den Unterwerken bei geringer Benützungsdauer und eine kompliziertere und daher teurere Schaltung auf der Unterspannungsseite der Unterwerke liegen auf der Hand (Abb. 6).

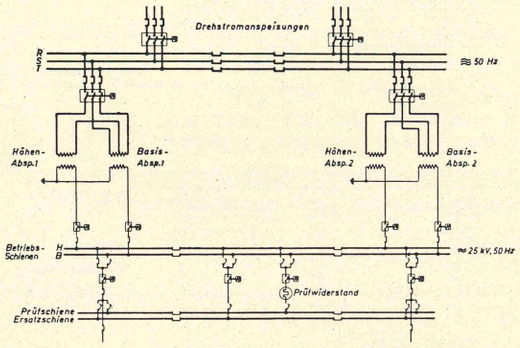


Abb. 6. Gesamtschaltbild eines Bahnabspannwerkes mit Abspannern in Scott-Schaltung

b) Bei einphasigem Anschluß eines jeden Unterwerkes wird versucht, die einzelnen Unterwerke und damit auch deren Belastungen annähernd gleichmäßig auf die drei Phasen aufzuteilen. Diesen Weg haben seinerzeit die ungarischen Staatseisenbahnen bei der Stromversorgung der vergleichsweise schwach belasteten, praktisch ebenen Strecken Hegyeshalom—Budapest mit Erfolg beschritten. Diese Anordnung bedingt die Anlage von nicht überbrückbaren Schutzstrecken an den Trennstellen der Speisebereiche benachbarter Unterwerke und macht damit die Kupplung der Speisebereiche benachbarter Unterwerke zum Zwecke des Lastausgleiches unmöglich. Sie wird deshalb besonders bei der Versorgung von Rampenstrecken als Nachteil empfunden werden.

Zusammenfassend kann wohl gesagt werden, daß die Entwicklung hier noch stark im Flusse ist und erst praktische Betriebsergebnise eine restlose Klärung dieses Fragenkomplexes ergeben werden. Eine möglichst universelle und von allen Komplikationen freizügige Schaltbarkeit im Fahrleitungsnetz ist aus betrieblichen und wirtschaftlichen Gründen gerade in diesem auch für die Betriebssicherheit einer elektrischen Zugförderung besonders empfindlichen

Teil der Strombahn auf Grund aller vorliegenden Erfahrungen in hohem Maße erwünscht. Sie kann bei keiner der beiden im vorstehenden skizzierten Lösungen in dem Maße erreicht werden, wie dies beim Wechselstromsystem für $16^2/_3$ Hz der Fall ist. Sie stellt daher im Verein mit den oben angedeuteten Eigenschaften der Triebfahrzeuge für 50 Hz einen Teil des Kaufpreises dar, der für den Fortfall besonderer Erzeugungs- und Übertragungseinrichtungen für die elektrische Zugförderung bezahlt werden muß.

Magnetische Wanderfelder von Teilstatoren

Von

Dr. techn. **V. A. Koželj**

o. Professor der Elektrofakultät der Technischen Hochschule, Ljubljana

Mit 7 Abbildungen

Einleitung

Die grandiose Idee Nikola Teslas, mit ruhenden Wicklungen drehende Magnetfelder zu erzeugen, hat nicht nur im Elektromaschinenbau grundlegend gewirkt, sondern ermöglichte auch Anordnungen, die wir als Teilstatoren bezeichnen wollen. Vollstatoren elektrischer Maschinen sind voll mit Drehstromwicklungen besetzt, während bei Teilstatoren nur ein Teil des Stators Wicklungen besitzt. Gewöhnlich ist dann auch der Eisenkern des Stators nur dort vorhanden, wo die Wicklungen angeordnet sind. So ausgebildete Teilstatoren werden z. B. zum Antrieb von großen Trommeln, die an ihrem Umfang mit Kurzschlußläuferstäben versehen sind, verwendet. In der Kriegszeit sah man ähnliche Anordnungen auch bei Flugzeugstartbahnen, wo jedoch der Läufer als Teilläufer am Startwagen befestigt war, während die Dreiphasenwicklungen auf der Startbahn ausgebreitet waren.

Die vorliegende Abhandlung befaßt sich mit dem magnetischen Felde gerader Teilstatoren ohne Eisenkern. Sie möchte auf die Eigentümlichkeiten des fortschreitenden Feldes längs der endlichen Dreiphasenwicklung aufmerksam machen.

Das Einphasenfeld des Teilstators

Es sei nach Abb. 1 eine Wechselstromwicklung von endlicher Polpaarzahl p gegeben; die Wicklungsdrähte sind so angeordnet, daß mit einer Strombelag-

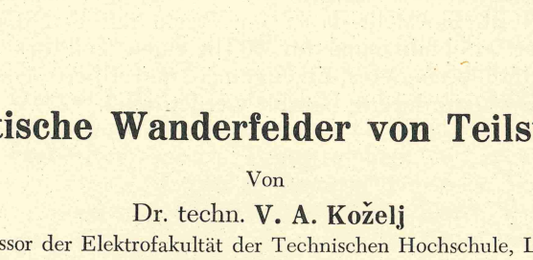


Abb. 1*

* Infolge von Setzschwierigkeiten wurde im Text an Stelle der Letter x die Letter $\varkappa$ verwendet.

verteilung Γ nach dem Sinusgesetze gerechnet werden kann:

$$\Gamma = \Gamma_0 \sin\frac{2\pi}{\lambda}\xi \cos\omega t. \tag{1}$$

Wenn diese ruhende Wicklung mit ihrem magnetischen Wechselfeld auf einen Läufer wirkt, so interessiert uns nur die Vertikalkomponente dieses Feldes, wenn wir die Kräfte in der Bewegungsrichtung des Läufers studieren. Um die Berechnung nicht zu komplizieren, wollen wir die Feldverteilung in der Wicklungsebene ($y = o$) bestimmen. Im Punkte P beträgt die Flußdichte dB_y, die vom Stromelement $\Gamma\, d\,\xi$ verursacht wird, wenn der Strombelag zeitlich gerade sein Maximum ($\cos\omega t = 1$) erreicht,

$$d\,B_y = \frac{\Gamma_0 \mu_0}{2\pi}\,\frac{\sin\dfrac{2\pi}{\varkappa-\xi}}{\varkappa-\xi}\,d\,\xi. \tag{2}$$

Wir setzen

$$w = \frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa-\xi) \qquad -dw = \frac{2\pi}{\lambda}d\,\xi \qquad \sin\frac{2\pi}{\lambda}\xi = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa - w\right) \tag{3}$$

und bekommen

$$B_y = -\frac{\Gamma_0\,\mu_0}{2\pi}\int_{\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa+a)}^{\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa-a)}\frac{\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa - w\right)}{w}\,dw = \frac{\Gamma_0\,\mu_0}{2\pi}\left[\cos\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\int_{\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa+a)}^{\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa-a)}\frac{\sin w}{w}\,dw - \sin\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\cdot\right.$$

$$\left.\cdot\int_{\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa+a)}^{\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa-a)}\frac{\cos w}{w}\,d\,w\right] = -\frac{\Gamma_0\,\mu_0}{2\pi}\left[\cos\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\left\{Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa+a)\right) - Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa-a)\right)\right\} -\right.$$

$$\left. -\sin\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\left\{Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa+a)\right) - Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\varkappa-a)\right)\right\}\right]. \tag{4}$$

In den beiden geschwungenen Klammern stehen Differenzen von Integralsinusen (Si) und Integralcosinusen (Ci); für den Fall unendlich großer Polpaarzahl wird $a = \infty$ und damit wird wegen

$$Si(\infty) - Si(-\infty) = \pi$$
$$Ci(\infty) - Ci(-\infty) = 0$$

die Flußdichte wie bekannt

$$B_y = -\frac{\Gamma_0\,\mu_0}{2}\cos\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa.$$

Nach Gleichung (4) muß die erste geschwungene Klammer noch mit $\cos\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa$, die zweite mit $\sin\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa$ multipliziert werden. Den Kurvenverlauf des Produktes $\cos\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\, Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\right)$ und $\sin\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\, Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\right)$ zeigt die Abb. 2. In die Abb. 3 ist die Differenz $\cos\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\, Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\right) - \sin\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\, Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}\varkappa\right)$ eingezeichnet. Da die Funk-

tion $Si(u)$ ungerade, die Funktion $Ci(u)$ aber gerade ist, sind die Funktionen $\cos u \; Si(u)$ und $\sin u \, Ci(u)$ ungerade. Durch Verschieben dieser Kurve in der x-Richtung um $+a$ bzw. $-a$ laut den beiden erwähnten Klammerausdrücken, ermittelten wir in Abb. 4 die zeitlich maximale Flußdichteverteilung für eine

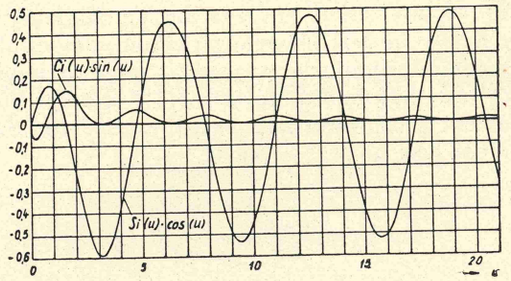


Abb. 2

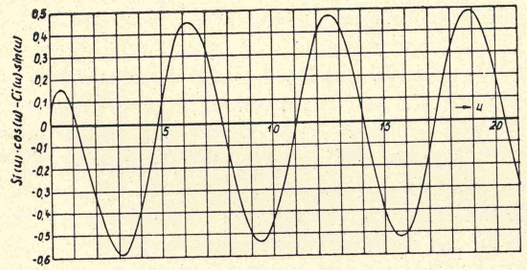


Abb. 3

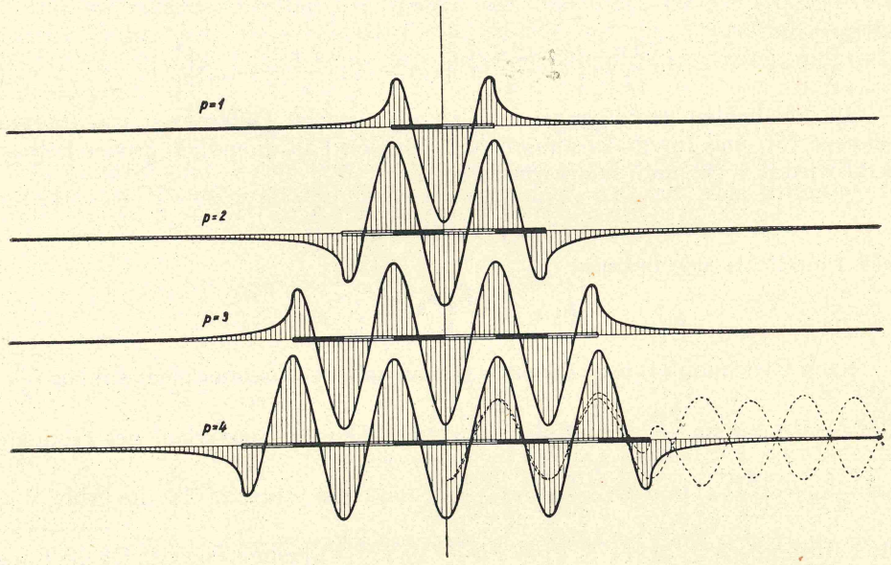


Abb. 4

Teilstatorenphasenwicklung von 1, 2, 3 und 4 Polpaaren, wie es für $p = 4$ eingezeichnet ist.

Diese Abbildung zeigt dem Beobachter einige beachtliche Einzelheiten. So sehen wir, daß bei ungeraden Polpaaren die Vorzeichen der Flußdichten in der Wicklungsmitte und außerhalb der Wicklung umgekehrt sind, während sie bei geraden Polpaarzahlen das gleiche Vorzeichen haben. Weiter bemerken wir, daß die maximalen Flußdichten der aufeinanderfolgenden Flußwellen nicht gleich sind. Das hat seinen Grund in dem Umstande, daß sich die magnetischen Flußlinien nicht nur im Wicklungsbereich, sondern auch außerhalb desselben schließen müssen. Der ungefähre Flußlinienverlauf ist in der Abb. 5 skizziert. Die Dichtelinien brechen sich an der Wicklungsebene, wo der Sprung

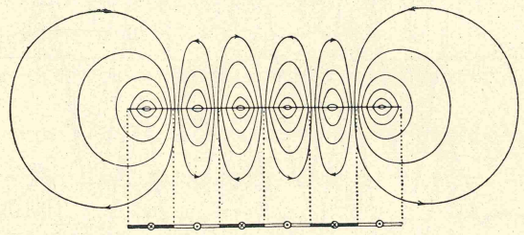


Abb. 5

der x-Komponenten der Flußdichte proportional dem Strombelage Γ an der betreffenden Stelle ist. Außerhalb der Wicklung überqueren natürlich deshalb die Flußlinien ohne Brechung die x-Achse.

Wegen des Gliedes

$$\sin \frac{2\pi}{\lambda} x \left\{ Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x+a)\right) - Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x+a)\right)\right\}$$

der Gleichung (4) ist es verständlich, wenn komplizierte Phasenverschiebungen zwischen der Strombelagverteilung und Flußdichteverteilung auftreten. (Bei unendlicher Polpaarzahl beträgt diese Phasenverschiebung $\pi/4$).

Schließlich wäre noch auf den steilen Anstieg bzw. Abfall der Flußdichte am Ende der Wicklung hinzuweisen. Dort hat die Dichteverteilung eine vertikale Tangente, wovon wir uns überzeugen, wenn wir für das Ende der Wicklung $x = a$ die Koordinate x mit der Polpaarzahl p und der Wellenlänge λ ausdrücken

$$a = p \frac{\lambda}{2};$$

damit ist

$$\sin \frac{2\pi}{\lambda} a = \sin p\pi = o = \sin o.$$

Am Ende der Wicklung ist $Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x-a)\right) = Ci(o) = -\infty$; wir haben somit die Ableitung von $\sin u \cdot Ci(u)$ zu suchen:

$$\frac{d\,(\sin u \cdot Ci\,(u))}{d\,u} = \cos u \, Ci\,(u) + \sin u \frac{\cos u}{u};$$

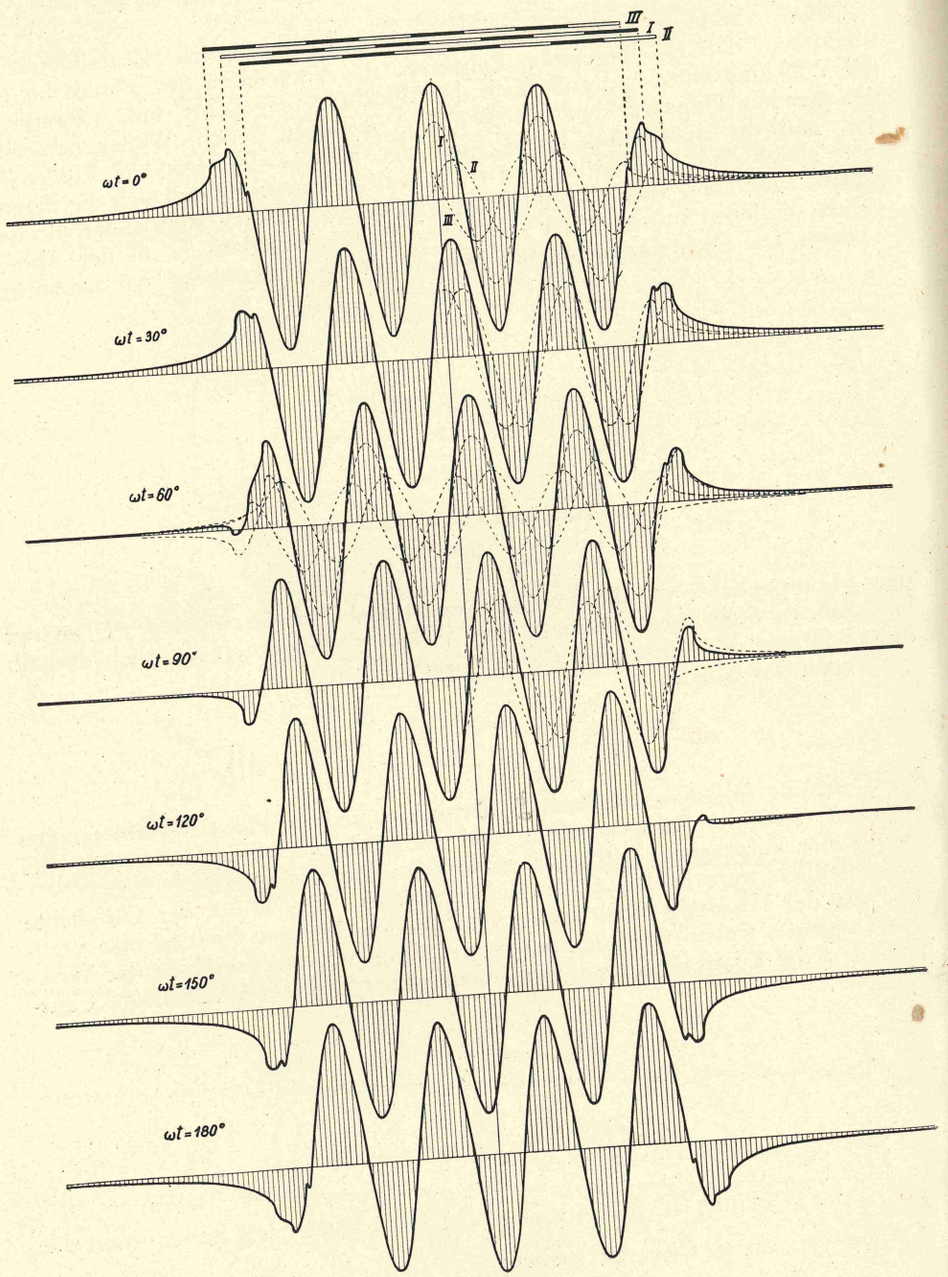


Abb. 6

für $u = 0$ folgt

$$\frac{d\,(\sin u \cdot Ci\,(u))}{d\,u} = -\infty,$$

was zu beweisen war. Einen solchen unendlich steilen Verlauf am Ende der Wicklung hat die Flußdichte natürlich nur in der Wicklungsebene. Im kleinen Abstand von dieser Ebene, also am Orte des Läufers, ist diese Dichteverteilung merklich sanfter verlaufend.

Das Dreiphasenfeld des Teilstators

Um ein magnetisches Wanderfeld zu erzeugen, müssen wir durch örtlich verschobene Mehrphasenwicklungen Wechselströme schicken, die gewisse Phasenverschiebungen gegeneinander aufweisen. In unserem Falle einer Dreiphasenwicklung des Teilstators sind die Wicklungen örtlich um $\frac{\lambda}{3}$ und die Ströme zeitlich um $\frac{2\pi}{3}$ verschoben, wodurch die Flußdichte nach Gl. (4) aus drei Einphasenflußdichten zusammengesetzt ist:

$$\underline{B_y} = -\frac{\Gamma_0\,\mu_0}{2\pi}\Big\{\cos\omega t\Big[\cos\frac{2\pi}{\lambda}x\Big\{Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x+a)\right) - Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x-a)\right)\Big\} -$$

$$-\sin\frac{2\pi}{\lambda}x\Big\{Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x+a)\right) - Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x-a)\right)\Big\}\Big] + \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right)\Big[\cos\frac{2\pi}{\lambda}\left(x+\frac{\lambda}{3}\right)\cdot$$

$$\cdot\Big\{Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x+\frac{\lambda}{3}+a\right)\right) - Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x+\frac{\lambda}{3}-a\right)\right)\Big\} - \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(x+\frac{\lambda}{3}\right)\cdot$$

$$\cdot\Big\{Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x+\frac{\lambda}{3}+a\right)\right) - Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x+\frac{\lambda}{3}-a\right)\right)\Big\}\Big] + \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right)\Big[\cos\frac{2\pi}{\lambda}\left(x-\frac{\lambda}{3}\right)\cdot$$

$$\cdot\Big\{Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x-\frac{\lambda}{3}+a\right)\right) - Si\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x-\frac{\lambda}{3}-a\right)\right)\Big\} - \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(x-\frac{\lambda}{3}\right)\cdot$$

$$\cdot\Big\{Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x-\frac{\lambda}{3}+a\right)\right) - Ci\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(x-\frac{\lambda}{3}-a\right)\right)\Big\}\Big]\Big\}. \qquad (5)$$

Um diese unübersichtliche Gleichung zu beleben, sind für Zeitphasen von je $\pi/6$ aufeinanderfolgende Fließdichtebilder eines $p = 4$-polpaarzahligen Teilstators in der Abb. 6 aufgezeichnet. Die zeichnerische Ermittlung dieser Zeitbilder ist durch strichliert eingezeichnete Phasenflußdichten erklärt.

Die sieben Zeitbilder einer vollen Halbperiode veranschaulichen genügend das Wandern des Magnetfeldes in Richtung der positiven x-Achse, denn in der

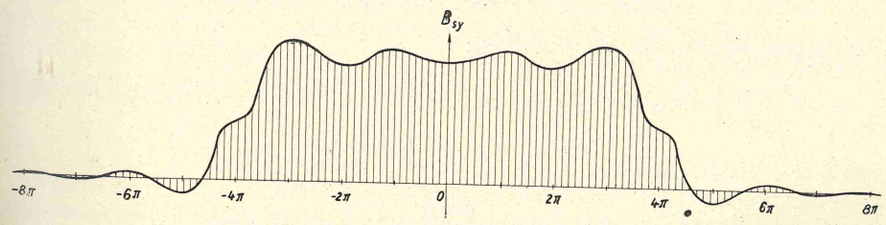


Abb. 7

folgenden Halbperiode sind die entsprechenden Zeitbilder nur im Vorzeichen von den gezeichneten verschieden. Wir bemerken, daß bei der Wanderung die Dichtemaxima ihre Größe ändern und außerhalb der Wicklung ziemlich rasch rechts verebnen bzw. links ansteigen. Der Flußdichteverlauf am Ende des Stators zeigt in so betonter Weise die Wirkung der einzelnen Phasenwicklungsenden, weil wir die Flußdichte genau in der Wicklungsebene beobachtet haben. Schon im kleinem Abstand (in der y-Richtung) von der Wicklungsebene wird diese Betonung nicht mehr so merklich.

Je größer wir die Polpaarzahl des Teilstators wählen, in um so größerem mittleren Bereiche des Stators wird die Flußwanderung derjenigen ähneln, die wir beim unendlich langen Stator antreffen würden; die Wirkung der Statorenden ist dann auf einen relativ kleineren Bereich beschränkt.

Synchron wanderndes Koordinatensystem

Wie interessant auch der Inhalt der Abb. 6 sein mag, wichtiger sind die Auswirkungen dieser unregelmäßigen Wanderfelder. Wenn diese Felder zum Antrieb eines Läufers benutzt werden, so ist es von großem Interesse, wie diese Felder vom Läufer aus gesehen werden. Bei einer unendlich langen Dreiphasenwicklung mit der magnetischen Wanderwelle von vollkommener örtlicher Sinusform würde ein synchron mit ihr sich bewegender Beobachter immer in derselben Flußdichte weiterwandern. Nicht so bei Teilstatoren; während der Wanderung des Beobachters wird die Flußdichte, in der er sich befindet, ihre Größe und auch Richtung ändern.

Es sei zur Zeit $t = o$ der Beobachter am Orte x_0; bewegt er sich mit der Geschwindigkeit v, so ist er in der Zeit t am Orte $x = x_0 + vt$. Bewegt er sich so schnell, daß er in einer Periode des Drehstromes die Wellenlänge λ durchfährt, so ist seine Geschwindigkeit

$$v = \frac{\lambda}{2\pi}\omega. \tag{6}$$

Der sich so synchron bewegende Beobachter befindet sich in einer Flußdichte B_{sy}, die wir synchrone Flußdichte nennen wollen.

Wenn wir in der Gleichung (5) die halbe Teilstatorlänge a mit der Polpaarzahl p und der Wellenlänge λ

$$a = p\frac{\lambda}{2} \tag{7}$$

und die Anfangstellung des Beobachters mit

$$x_0 = b\frac{\lambda}{2} \tag{8}$$

ausdrücken, so können wir schreiben:

$$\underline{B_{sy}} = -\frac{\Gamma_0\mu_0}{2\pi}\Big\{\cos\omega t\,[\cos(\omega t + b\pi)\{Si(\omega t + \pi(b+p)) - Si(\omega t + \pi(b-p))\} -$$

$$-\sin(\omega t + b\pi)\{Ci(\omega t + \pi(b+p)) - Ci(\omega t + \pi(b-p))\}] +$$

$$+\cos\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right)\left[\cos\left(\omega t + \pi\left(b + \frac{2}{3}\right)\right)\left\{Si\left(\omega t + \pi\left(b + p + \frac{2}{3}\right)\right) -\right.\right.$$

$$-Si\left(\omega t + \pi\left(b - p + \frac{2}{3}\right)\right)\Big\} - \sin\left(\omega t + \pi\left(b + \frac{2}{3}\right)\right)\Big\{Ci\left(\omega t + \pi\left(b + p + \frac{2}{3}\right)\right) -$$

$$-Ci\left(\omega t + \pi\left(b - p + \frac{2}{3}\right)\right)\Big\}\Big] + \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right)\left[\cos\left(\omega t + \pi\left(b - \frac{2}{3}\right)\right)\left\{Si\left(\omega t + \right.\right.\right.$$

$$+\pi\left(b + p - \frac{2}{3}\right)\Big) - Si\left(\omega t + \pi\left(b - p - \frac{2}{3}\right)\right)\Big\} - \sin\left(\omega t + \pi\left(b - \frac{2}{3}\right)\right)\Big\{Ci\left(\omega t + \right.$$

$$\left.\left.\left.+\pi\left(b + p - \frac{2}{3}\right)\right) - Ci\left(\omega t + \pi\left(b - p - \frac{2}{3}\right)\right)\right\}\right]\Big\}. \tag{9}$$

Für einen Beobachter, dessen Anfangstellung $x_0 = 0$ ist ($b = 0$), wird die synchrone Flußdichte nach kurzer Zwischenrechnung (Additionstheoreme), wenn wir noch abgekürzt schreiben

$$\left.\begin{aligned} s_1 &= Si(\omega t + \pi p) - Si(\omega t - \pi p),\\ s_2 &= Si\left(\omega t + \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right) - Si\left(\omega t - \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right),\\ s_3 &= Si\left(\omega t + \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right) - Si\left(\omega t - \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right), \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

$$\left.\begin{aligned} c_1 &= Ci(\omega t + \pi p) - Ci(\omega t - \pi p),\\ c_2 &= Ci\left(\omega t + \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right) - Ci\left(\omega t - \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right),\\ c_3 &= Ci\left(\omega t + \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right) - Ci\left(\omega t - \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right), \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

$$B_{sy} = -\frac{\Gamma_0\mu_0}{4\pi}\Big[s_1 + s_2 + s_3 + \frac{1}{2}(2s_1 - s_2 - s_3 + c_2\sqrt{3} - c_3\sqrt{3})\cos 2\omega t +$$

$$+\frac{1}{2}(s_2\sqrt{3} - s_3\sqrt{3} - 2c_1 + c_2 + c_3)\sin 2\omega t\Big]. \tag{12}$$

In der Abb. 7 ist der grobe Verlauf (ohne die kleinen Pulsationen) der synchronen Flußdichte nach Gleichung (12) für den bewegten Beobachter aufgezeichnet; die Auslassung der kleinen Pulsationen ist berechtigt, denn der Läufer befindet sich nicht in der Wicklungsebene ($y = o$), sondern im kleinen Abstand von dieser, wo diese Pulsationen wirklich nicht mehr spürbar sind. Die aufgezeichnete Flußdichteschwankung erlebt der synchron bewegte Beobachter, der zur Zeit $t = o$ gerade die Statormitte ($x = o$) durchlief.

Die synchrone Flußdichte der Abb. 7 hat den skizzierten Verlauf für einen 8poligen Teilstator. Der Beobachter, der sich an der Mitte des Stators vorbeibewegt, mißt nacheinander steigende, fallende und wieder steigende Flußdichten, die dann schnell abfallen, wenn der Beobachter das Statorende erreicht. Außerhab des Teilstators begegnet er sogar negative kleine Flußdichten, die mit folgenden positiven schnell abklingen.

Das synchrone Wirbelfeld

Wenn wir uns an Stelle des bewegten Beobachters eine synchron bewegte Läuferwicklung denken, so sehen wir, daß in dieser trotz des synchronen Laufes Ströme induziert werden müssen. Für die Wicklungen dieses Läufers lebt das

magnetische Feld; diese Wicklungen liegen in einem induzierten elektrischen Felde. Dieses Feld muß natürlich vom bewegten Läufersystem aus berechnet werden. Die Wirbel dieses elektrischen Feldes

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}_{sy}}{dt} \tag{13}$$

gewinnen wir durch Berechnung des zeitlichen Schwundes der synchronen Flußdichte B_{sy}.

Die Ableitungen der Ausdrücke 10 und 11 geben:

$$\left.\begin{aligned}
\dot{s}_1 &= \frac{1}{\omega}\frac{ds_1}{dt} = \frac{\sin(\omega t + p\pi)}{\omega t + p\pi} - \frac{\sin(\omega t - p\pi)}{\omega t - p\pi},\\
\dot{s}_2 &= \frac{1}{\omega}\frac{ds_2}{dt} = \frac{\sin\left(\omega t + \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t + \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)} - \frac{\sin\left(\omega t - \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t - \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)},\\
\dot{s}_3 &= \frac{1}{\omega}\frac{ds_3}{dt} = \frac{\sin\left(\omega t + \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t + \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)} - \frac{\sin\left(\omega t - \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t - \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)},
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

$$\left.\begin{aligned}
\dot{c}_1 &= \frac{1}{\omega}\frac{dc_1}{dt} = \frac{\cos(\omega t + p\pi)}{\omega t + p\pi} - \frac{\cos(\omega t - p\pi)}{\omega t - p\pi},\\
\dot{c}_2 &= \frac{1}{\omega}\frac{dc_2}{dt} = \frac{\cos\left(\omega t + \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t + \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)} - \frac{\cos\left(\omega t - \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t - \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)},\\
\dot{c}_3 &= \frac{1}{\omega}\frac{dc_3}{dt} = \frac{\cos\left(\omega t + \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t + \pi\left(p - \frac{2}{3}\right)} - \frac{\cos\left(\omega t - \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)\right)}{\omega t - \pi\left(p + \frac{2}{3}\right)}.
\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Damit ist nach Gleichung (12) und (13) für den bewegten Beobachter ($\varkappa_0 = 0$):

$$\begin{aligned}
-\frac{dB_{sy}}{dt} = \frac{I_0\mu_0}{4\pi}\omega\Big[&\dot{s}_1 + \dot{s}_2 + \dot{s}_3 +\\
&+\frac{1}{2}(2\dot{s}_1 - \dot{s}_2 - \dot{s}_3 + \dot{c}_2\sqrt{3} - \dot{c}_3\sqrt{3})\cos 2\omega t +\\
&+\frac{1}{2}(\dot{s}_2\sqrt{3} - \dot{s}_3\sqrt{3} - 2\dot{c}_1 + \dot{c}_2 + \dot{c}_3)\sin 2\omega t -\\
&-(2s_1 - s_2 - s_3 + c_2\sqrt{3} - c_3\sqrt{3})\sin 2\omega t +\\
&+(s_2\sqrt{3} - s_3\sqrt{3} - 2c_1 + c_2 + c_3)\cos 2\omega t\Big].
\end{aligned} \tag{16}$$

Für die weitere Rechnung würden wir natürlich die zeitliche Ableitung der allgemeineren Gleichung (9) (für beliebiges $\varkappa_0$) benötigen, was wir aber hier des langen Ausdruckes wegen unterlassen haben. In unseren weiteren Ausführungen müssen wir uns deshalb in der Gleichung (13) unter B_{sy} den Ausdruck (9) denken. Die induzierte elektrische Feldstärke hat die Richtung der z-Achse, womit wir wegen

$$\operatorname{rot}_y \vec{E} = -\frac{dB_{sy}}{dt} = -\frac{\partial E_z}{\partial x}$$

setzen können

$$E_z = \int \frac{dB_{sy}}{dt}\,dx. \tag{17}$$

Somit kann die Feldstärke an beliebiger Stelle $\varkappa$ berechnet werden; die auftretenden Integrale können per partes gelöst werden. Der Endausdruck, den wir hier nicht bringen, ist ziemlich umfangreich und unübersichtlich. Nach ihm können wir je nach der Breite der Wicklungsschritte des Läufers die induzierten Spannungen und Ströme berechnen, die im synchronen Lauf induziert werden.

Wäre der Stator unendlich lang, so würde die Läuferwicklung im synchronen Lauf keine Flußänderungen verspüren. Es würden keine Ströme induziert werden, es würden deshalb auch keine Kräfte auf dem Läufer ausgeübt werden. Im Falle unseres Teilstators werden aber im synchronen Lauf Ströme induziert. Es wirken somit Kräfte auf die Läuferwicklung, die teils ziehende, teils bremsende Richtung haben! Ihre Berechnung fällt aber schon aus dem Rahmen dieser Abhandlung, die nur das Statorfeld behandelt.

Die Verhältnisse im asynchronen Lauf des Läufers sind natürlich noch komplizierter. Wie wir aus der Abb. 7 anschaulich ersahen, ändert sich die Flußdichteverteilung der Wanderwellen von Augenblick zu Augenblick, was die Berechnung der zeitlichen Änderungen des umschlossenen magnetischen Flusses der einzelnen Läuferwicklungen sehr unübersichtlich gestaltet. Doch gibt uns die Feststellung, daß es beim synchronen Lauf zu ziehenden und bremsenden Kräften kommt, die Gewißheit, daß wir auch beim asynchronen Lauf mit bremsenden Kräften zu rechnen haben. Die ziehende Kraft des Teilstators wird somit kleiner als sie beim Vollstator wäre.

Zusammenfassung

Nach der Berechnung des einphasigen Magnetfeldes von Teilstatoren wird sein dreiphasiges Wanderfeld behandelt. Wegen der zeitlichen Formänderung des Wanderfeldes ist für ein mitbewegtes Koordinatensystem die Flußdichte zeitlich nicht konstant. Im synchron bewegten Läufer werden deshalb Ströme induziert, es treten treibende und bremsende Kräfte auf, die auch im asynchronen Lauf zu erwarten sind.

Auszug aus dem Vortrag:

Fernwirkeinrichtungen im Dienste des Verbundbetriebes

Von

Dipl.-Ing. **Hans Eigl**

Siemens & Halske Ges. m. b. H., Wien

Der Zusammenschluß von Elektrizitätswerken zur Speisung eines gemeinsamen Versorgungsnetzes begann in den ersten Dezennien des Jahrhunderts und hat sich zu einer ungeahnten Höhe entwickelt, so daß ganze Länder heute praktisch von einem Verbundnetz gespeist werden, und die Zeit ist nicht mehr ferne, da sich der Verbundbetrieb auf ganze Erdteile über die Ländergrenzen hinweg erstrecken wird. Man vergißt aber dabei nur zu leicht, daß das Zusammenarbeiten mehrerer Netzkomplexe undenkbar wäre, wenn sich nicht Hand in Hand mit dem Verbundbetrieb eine eigene Technik, die Fernwirktechnik, entwickelt hätte, deren Aufgabe es ist, Wirkungen irgendwelcher Art mit Ausnahme des gesprochenen und geschriebenen Wortes selbsttätig in die Ferne zu übertragen.

Solange die einzelnen Netze isoliert betrieben und nur von einem Kraftwerk gespeist werden, ist der Zustand im ganzen Netz sowohl hinsichtlich des Energieflusses als auch hinsichtlich der Energieverteilung von dem Kraftwerk aus vollkommen zu übersehen. Das Bild änderte sich aber sofort, als man begann, zwei oder mehrere Kraftwerke zusammenzuschalten. Jedes Kraftwerk konnte dann nur mehr seinen eigenen Bereich übersehen und hatte keine Kenntnis von den Vorgängen in dem übrigen Netz. Eine wirtschaftliche Betriebsführung ist aber nur dann möglich, wenn die einzelnen Kraftwerke über die Zustände im ganzen Netz genügend orientiert sind. Hand in Hand mit dem Aufbau der Verbundbetriebe entwickelte sich also zwangsläufig die Fernwirktechnik, die man je nach der Art der übertragenen Wirkung in Fernmessung, Fernsteuerung und Fernregelung einteilen kann.

Zu Beginn des Zusammenschlusses der Werke konnten die wichtigsten Betriebsdaten dem Nachbarwerk noch absatzweise telephonisch gemeldet werden. Mit dem Anwachsen der Größe der Verbundbetriebe konnte aber das Telephon die große Anzahl der Meldungen nicht mehr beherrschen und man mußte zu selbsttätig wirkenden Einrichtungen übergehen.

Am wichtigsten erschien die Übertragung von Meßwerten, und es hat sich auch dieser Zweig zuerst entwickelt. Von den vielen Systemen der Anfangszeit

sind heute praktisch nur mehr drei in Verwendung, und zwar das Strom-Intensitätssystem, das Impulssystem und das Frequenz-Variationssystem. Besonders die beiden letztgenannten Systeme haben eine weitgehende Verbreitung gefunden, weil sie die Mehrfachausnützung der im EW-Betrieb beschränkten Leitungswege ermöglichen. Das Impulssystem, insbesonders in Form des Impuls-Frequenzsystems, ist das ältere und gestattet eine Mehrfachausnützung der Leitungswege mit Frequenzmultipels, das Frequenz-Variationssystem, das erst in der Anfangsentwicklung steht, gestattet eine Mehrfachausnützung nach dem Zeitmultipelsystem.

Mit Hilfe der Fernmessung können also die wichtigsten Werte der Energieverteilung an die Nachbarwerke oder die zentralen Kommandostellen (Lastverteiler) übermittelt werden.

Der Wirkungsbereich der einzelnen Kraft- und Umspannwerke ist in vermaschten Netzen verhältnismäßig klein. Durch Einführung von Fernbedienung, also durch Zusammenfassung der Bedienung einer größeren Anzahl von entfernten Werken von einer Stelle aus, wird der Horizont wesentlich erweitert, so daß es nunmehr der Leitung dieser Knotenpunkte wieder möglich ist, bei Störungsfällen oder abnormalen Betriebszuständen rechtzeitig einzugreifen. Auch hier haben sich die adernsparenden Impulssysteme fast ausnahmslos durchgesetzt. Man bezeichnet diese Art der Fernsteuerung als Stations- oder Linienfernsteuerung. Die zweite Art der Fernsteuerung, die Netzfernsteuerung, die gewöhnlich auf irgend einem Frequenzprinzip beruht, wird nicht so sehr für die Aufrechterhaltung des Verbundbetriebes, sondern in erster Linie für tarifliche Belange eingesetzt und kann daher hier übergangen werden.

Die Fernregelung bedient sich im allgemeinen der Methoden der Fernsteuerung und der Fernmessung und bekam erst in der letzten Zeit besondere Bedeutung, da die Netze so groß werden, daß sie von einem Kraftwerk aus nicht mehr ausgeregelt werden können, sondern hiezu zwei oder mehrere, weit entfernte Werke herangezogen werden müssen.

Eine wesentliche Rolle spielen bei allen Fernwirkanlagen die Übertragungskanäle. Nur in den seltensten Fällen stehen den EVU eigene Schwachstromkabelnetze zur Verfügung. Bei Überlandnetzen sind die EVU häufig gezwungen, sich postalischer Leitungen zu bedienen oder eigene Übertragungswege auf den Hochspannungsleitungen selbst zu schaffen. Für alle diese Fälle stellt die Fernwirktechnik eigene Geräte zur Verfügung, die in erster Linie die Mehrfachausnützung (Wechselstromtelegraphie und Trägerfrequenztelegraphie) gestatten.

Die Fernwirktechnik, unterstützt von eigenen Betriebstelephonanlagen auf Freileitungen, Kabelleitungen oder trägerfrequentem Weg, hat sich gerade in den letzten Jahrzehnten in außerordentlich großem Maße eingebürgert, was durch zahlreiche Beispiele belegt wird.

Die Hochfrequenzmeßmethoden im Dispersionsgebiet der Permeabilität

Von

Dr. Ernst Ledinegg

a. o. Professor der Technischen Hochschule, Graz

§ 1. *Historischer Überblick*

In den letzten Dezennien haben Hochfrequenz- und Höchstfrequenzmeßmethoden immer mehr Verwendung zur Messung sehr subtiler physikalischer Vorgänge gefunden, zu deren Erforschung man noch vor nicht allzu langer Zeit wohl kaum an eine Kopplungsmöglichkeit mit der recht isoliert dastehenden Hochfrequenzphysik bzw. -technik gedacht hätte. Wir weisen in diesem Zusammenhang etwa auf die Hochfrequenzspektroskopie der Atomhülle, aber auch des Atomkernes hin. Messungen magnetischer Kernmomente werden ja in neuerer Zeit erfolgreich mittels Hochfrequenzmeßbrücken im Absorptionsverfahren durchgeführt. Auf dem uns hier interessierenden Gebiet, der Permeabilitätsbestimmung von ferromagnetischen Materialien, wurde jedoch mit diesbezüglichen Untersuchungen im cm-Wellengebiet verhältnismäßig sehr früh begonnen.

Der erste Anstoß dazu erfolgte wohl von H. Hertz[1] (1888), der die Vermutung aussprach, daß im Bereich sehr kurzer elektrischer Wellen die Magnetisierung keine Rolle mehr spielen könne. Die daraufhin unternommenen Versuche von J. J. Thomson[2], Bjerknes[3] und anderen im m-Wellengebiet[4] konnten jedoch zunächst in Widerspruch zu Hertz sehr wohl bei der Messung der Dämpfung oder der Induktivität des betrachteten Systems einen starken Einfluß der Permeabilität feststellen. In weiterer Folge untersuchte vor allem Arkadiew[5] das Gebiet von 3 cm bis 1 m und fand in der Tat den erwarteten Abfall der Permeabilität bis gegen den Wert 1 bestätigt. Die angeführten Untersuchungen haben heute nur mehr historische Bedeutung, da die Ergebnisse dem Verlauf der zu erwartenden Dispersionskurve oft nicht einmal qualitativ gerecht werden. Die Ursache dieses experimentellen Versagens ist vor allem an dem damaligen sehr primitiven Aufbau der Hochfrequenzgeräte gelegen. So wurden noch offene Lecher-Leitungen (Paralleldrahtsysteme) verwendet, mit welchen wegen der großen Störanfälligkeit von außen keine sehr exakten Messungen durchzuführen sind. Dazu kamen noch die Schwierigkeiten der Schwingungserzeugung; an Stelle der heute gebräuchlichen Laufzeitröhren (Klystron, Magnetron und Hochfrequenztriode), welche zu ungedämpften Schwingungen Anlaß geben, stand damals nur der Knallfunkensender zur Verfügung.

Die ersten wirklich brauchbaren Messungen aus der älteren Epoche stammen von R. Michels[6] (1932), dessen Ergebnisse wenigstens qualitativ mit unseren heutigen Anschauungen übereinstimmen. Natürlich verfügte Michels über wesentlich modernere Geräte als die früher genannten Autoren.

Bevor wir auf die moderne Meßmethodik eingehen können, ist es notwendig, den bekanntlich sehr vieldeutigen Begriff der Permeabilität in dem hier gebrauchten Sinne zu präzisieren. Ferner werden wir im weiteren die heute übliche Modellvorstellung skizzieren, mittels welcher sich die ferromagnetischen Erscheinungen qualitativ und auch quantitativ erklären lassen. Insbesondere kann man aus der erwähnten Modellvorstellung das Dispersionsverhalten der Permeabilität theoretisch ableiten[7].

§ 2. *Das Dispersionsgesetz*

Der funktionelle Zusammenhang zwischen der Induktion $\mathfrak{B}$ und der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ ist im Bereich kleiner Feldstärken bekanntlich durch die Rayleigh-Schleife festgelegt. Nimmt man in üblicher Weise für die Feldgrößen einen komplexen Zeitfaktor der Form $e^{j\omega t}$ an, so erhält man aus der Fourier-Zerlegung der Rayleigh-Schleife eine komplexe Permeabilität der Form[8]:

$$\mathring{\mu} = \mu_A (1 - \mathrm{j}\,\varepsilon_N) - \mathrm{j}\,\alpha\,\mu_0 \left(\mathrm{j} + \frac{4}{3\,\pi}\right) H. \tag{1}$$

Dabei bedeuten α die Rayleighsche Konstante und ε_N den Nachwirkungswinkel; μ_A ist die Anfangspermeabilität.

Der Messung unmittelbar zugänglich ist jedoch nicht $\mathring{\mu}$, sondern die scheinbaren Permeabilitäten μ_R und μ_L. μ_R und μ_L sind jene fiktiven Permeabilitätswerte, welche aus der Messung der inneren Induktivität L_w und des Wirbelstromwiderstandes der ferromagnetischen Probe R_w sich ergeben würden, wenn die Theorie des gewöhnlichen Hauteffektes der Messung zugrunde liegt. Es ist definitionsgemäß:

$$\omega L_w = \sqrt{\frac{\mu_L \omega}{2\sigma}}, \qquad R_w = \sqrt{\frac{\mu_R \omega}{2\sigma}}. \tag{2}$$

Der Zusammenhang zwischen den Meßgrößen mit $\mathring{\mu}$ ist dann durch

$$\left.\begin{aligned} \mu_R &= \mu_A (1 + \varepsilon_N) + \alpha\,\mu_0 H\,1{,}006 \\ \mu_L &= \mu_A (1 - \varepsilon_N) + \alpha\,\mu_0 H\,0{,}662 \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

gegeben.

Es genügt also, L_w und R_w als Funktionen der Frequenz zu bestimmen, um daraus das Dispersionsgesetz gemäß Gl. (1) experimentell zu gewinnen. Theoretisch wird die Frequenzabhängigkeit der Permeabilität oder auch der Suszeptibilität $\varkappa$ ($\varkappa = \mu/\mu_0 - 1$) aus den dynamischen Eigenschaften der Weissschen Bezirke und deren Begrenzungsflächen, der Bloch-Wände, abgeleitet. Unter dem Einfluß eines äußeren magnetischen Feldes treten Deformationen und Drehungen der erwähnten Elementarbereiche auf, welche unter den Namen Wandverschiebungen und Bereichsdrehungen bekannt sind. Macht man die Annahme, daß nur Wandverschiebungen auftreten, was besonders bei kleinen

Feldstärken zutrifft, und nimmt man ferner eine quasielastische Bindung der Bloch-Wand an, so finden unter dem Einfluß eines äußeren Wechselfeldes Wandschwingungen statt, die analytisch relativ einfach erfaßbar sind. Die angefachten Schwingungen werden noch durch ein magnetisches Bremsfeld gedämpft, das einerseits seinen Ursprung den Wirbelströmen verdankt, welche durch die Wandbewegungen induziert werden. Becker[9] gibt das folgende Dispersionsgesetz an:

$$\varkappa = \varkappa(0)\frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2+j\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2} \tag{4}$$

Die in Gl. (4) auftretenden kritischen Frequenzen ω_0 und ω_1 sind Materialkonstanten und haben für Eisen die folgenden Werte:

$$\omega_0 = 3{,}5\cdot 10^9, \qquad \omega_1 = 10^{10}.$$

Die seit der Michelsschen Arbeit mir zugänglichen experimentellen Ergebnisse bestätigen alle mindestens qualitativ die Formel (4).

§ 3. *Die Meßmethodik*

Prinzipiell beruht jede Messung von μ_R und μ_L auf einer Dämpfungs- und einer Verstimmungsmessung eines Resonators, dessen Oberfläche zum Teil aus dem zu messenden Ferromagnetikum ausgebildet ist. Theoretisch am einfachsten ist wohl das folgende, auch von Michels benützte Verfahren: An einer reflexionsfrei abgeschlossenen homogenen Lecher-Leitung, deren Leiter aus einem Ferromagnetikum hergestellt sind, wird der Realteil des Übertragungsmaßes β durch Aufnahme der Spannungsverteilung längs der Leitung gemessen. Bezeichnet man mit $U^2(x)$ das Quadrat der Spannungsamplitude, so hat man

$$\left.\begin{aligned} U^2(x) &= U_0^2\, e^{-2\beta x} \\ \beta &= {}^1\!/_2\, R_w\sqrt{\frac{C}{L}} \end{aligned}\right\} \quad \text{und} \tag{5a}$$

woraus sich R_w ergibt. Anderseits bestimmt man L_w durch die Messung der Änderung der Resonanzwellenlänge einer beiderseits kurzgeschlossenen Leitung, wenn bei Beibehaltung der Leitungslänge das System das eine Mal aus einem Ferromagnetikum, das andere Mal z. B. aus Kupfer ausgebildet ist. Aus der Formel

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \alpha = \omega\sqrt{L\,C}$$

erhält man

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{(L_w)_{Fe}}{L} - \frac{(L_w)_{Cu}}{L} \tag{5b}$$

und daraus L_w. Gl. (5a) und Gl. (5b) in Verbindung mit Gl. (2) liefern dann μ_R und μ_L.

§ 4. *Moderne Methoden zur Bestimmung von μ_R und μ_L*

Die heute üblichen Meßverfahren sind fast durchwegs Resonanzverfahren, wobei an Stelle von β die Änderung der relativen Halbwertsbreite $\frac{\Delta\omega_1}{\omega} - \frac{\Delta\omega_0}{\omega}$ eines Hohlraumresonators gemessen wird, wenn man einen Teil des Resonators

ohne Änderung seiner geometrischen Form durch ein Ferromagnetikum ersetzt. Gleichzeitig erfolgt die experimentelle Bestimmung der Verstimmung $\delta\omega$. Meistens werden bei derartigen Untersuchungen im Lecher-Typ arbeitende konzentrische Leitungen als Resonatoren verwendet, doch ist es manches Mal auch zweckmäßig, Hohlräume, die in einem geeignet ausgesuchten Schwingungstyp angeregt sind, zu benützen. Der Zusammenhang zwischen μ_R und μ_L und $\delta\omega$ bzw. $\Delta\omega$ ist durch

$$\delta\omega = \delta\omega_1 - \delta\omega_0 = -\frac{\omega_0}{W_0}\alpha_0^{(1)}\left(L_w^{(1)} - L_w^{(0)}\right) \tag{6a}$$

$$\Delta\omega = \Delta\omega_1 - \Delta\omega_0 = \frac{2}{W_0}\alpha_0^{(1)}\left(R_w^{(1)} - R_w^{(0)}\right) \tag{6b}$$

mit

$$\alpha_0^{(1)} = \int_{\Delta F}(\mathfrak{H}_0, \mathfrak{H}_0^*)\,\mathrm{d}f \text{ und } W_0 = \int_V\left\{\mu_0(\mathfrak{H}_0, \mathfrak{H}_0^*) + \varepsilon_0(\mathfrak{E}_0, \mathfrak{E}_0^*)\right\}\mathrm{d}\tau$$

gegeben[10]. Mit $L_w^{(1)}$ bzw. $L_w^{(0)}$ und $R_w^{(1)}$ bzw. $R_w^{(0)}$ bezeichnen wir die spezifischen Induktivitäten bzw. Wirbelstromwiderstände des Ferromagnetikums bzw. der nicht ferromagnetischen Oberfläche. Der Koeffizient $\alpha_0^{(1)}$ ist durch die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}_0$ längs der zu substituierenden Berandungsfläche ΔF bestimmt. W_0 bedeutet den gesamten Energieinhalt des Resonators ohne Ferromagnetikum.

Zur Ableitung der Gl. (6) hat man von den Maxwellschen Gleichungen auszugehen und mittels einer Störungsrechnung die Resonanzkurve des Hohlraumes zu berechnen. Daraus findet man dann unmittelbar die angegebenen Formeln. Es würde hier zu weit führen, die Gl. (6) für einzelne konkrete Resonatortypen zu diskutieren.

Einen sehr heiklen Punkt stellt bei der praktischen Durchführung der Messungen offenbar das Einbringen der ferromagnetischen Probe dar, welche ja ohne Änderung der geometrischen Konfiguration des Systems zu erfolgen hat. Bei Lecher-Leitungen wird z. B. der etwa aus Kupfer ausgebildete Innenleiter durch einen ferromagnetischen Stab der gleichen Dimensionierung ersetzt. Da infolge der geringen Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in einen Leiter $\delta\omega$ und $\Delta\omega$ sehr klein sind, kann unter Umständen schon eine sehr geringe Fehldimensionierung des Substituenten bzw. neu dazutretende Übergangswiderstände zu Meßfehlern Anlaß geben, die mit den Meßgrößen selbst vergleichbar sind.

In sehr eleganter Weise, allerdings mit großem experimentellen Aufwand, konnten M. H. Johnson und G. T. Rado[11] die angeführte Schwierigkeit prinzipiell dadurch lösen, daß sie die mechanische Substitution durch eine entsprechende statische Vormagnetisierung ersetzten. Die genannten Autoren benützen als Resonator eine konzentrische Lecher-Leitung, deren Innenleiter aus einem Ferromagnetikum besteht. Die Vormagnetisierung wurde durch einen entsprechend starken Gleichstrom erreicht, der impulsgesteuert den Innenleiter in der Längsrichtung durchfloß. Bei Erreichung der Sättigungsmagnetisierung entspricht dann der Innenleiter bei Überlagerung mit dem hochfrequenten Wechselfeld einem nicht ferromagnetischen Stoff, so daß auf diese Weise ein der Substitution äquivalenter Vorgang erzielt werden konnte.

Außer dem besprochenen Resonanzverfahren erwähnen wir noch die Bestimmung von μ_R und μ_L mittels einer Meßleitung (das ist eine konzentrische

Lecher-Leitung mit achsial beweglicher Sonde, die an einem Ende durch eine kurze konzentrische Leitung [Meßkopf], welche zur Aufnahme einer Probe geeignet ist, abgeschlossen wird). Wie früher wird der Innenleiter im Meßkopf durch die ferromagnetische Probe ersetzt und experimentell die Änderung des komplexen Widerstandes bestimmt. Gemessen werden Knotenverschiebung und Knotenbreite, die mit μ_R und μ_L durch einfache Formeln verknüpft sind[12]. Wir bemerken noch, daß die Meßgenauigkeit durch einen geeigneten Transformationsvierpol nach Weissfloch wesentlich erhöht werden kann.

Mit den vorliegenden, sehr knappen Ausführungen hoffe ich, einen gewissen Überblick der Permeabilitätsmessungen im cm-Wellengebiet – wenigstens in prinzipieller Hinsicht – erbracht zu haben.

1 *H. Hertz*, Wied. Ann. *31*, S. 429 und 439, 1887; *34*, S. 558, 1888.
2 *J. J. Thomson*, Phil. Mag. 32, S. 456, 1891.
3 *V. Bjerknes*, Wied. Ann. *47*, S. 69, 1892; *48*, S. 592, 1893.
4 Die verwendeten Wellenlängen betrugen 3 bis 4 m.
5 *W. Arkadiew*, Phys. Ztschr. *14*, S. 561, 1913; Ann. d. Phys. *45*, S. 133, 1914.
6 *R. Michels*, Ann. d. Phys. 8, S. 877, 1931.
7 R. Becker, Journal de Physique et le Radium *12*, Nr. 3, 1951.
8 *R. Becker* und *W. Döring*, Ferromagnetismus. Julius Spinger, Berlin, 1939.
9 Siehe [7].
10 Die angeführten Formeln stammen aus der Arbeit: *E. Ledinegg* und *P. Urban*, „Zur Bestimmung der scheinbaren Permeabilitäten von ferromagnetischen Metallen im cm-Wellenbereich." Archiv für Elektrische Übertragung (im Erscheinen).
11 *M. H. Johnson* und *G. T. Rado*, Phys. Rev. 75, S. 841, 1949.
12 Siehe [10].

Auszug aus dem Vortrag:

Der elektrische Strom und die Blutgefäße

(Mit mikroskopischen Demonstrationen)

Von

Stefan Jellinek, Oxford-Wien

Professor der Universität Oxford; Gastprofessor der Technischen Hochschule, Wien

Es sind Ergebnisse mikroskopischer Untersuchungen stromergriffener Substanzen (belebter und unbelebter Natur), durch welche bisher unbekannte Veränderungen der Materie zur direkten Anschauung gelangen.

Diese, teils morphologischen, teils stofflichen (metamorphotischen) Veränderungen sind gewöhnlich nur dort feststellbar, wo die betroffenen Gewebe von Hitzewirkungen verschont blieben. Sie manifestieren sich in der Mehrzahl der Fälle als Effekte der „mechanical force" des Stromes, zum Teil als abgespaltene Produkte durch die „chemical action", beide Male als Versinnbildlichung der regulär geometrischen Faradayschen Symbole.

So erscheinen z. B. die normalerweise sphärischen Gewebszellen einer von Blitzspuren (i. e. Blitzfiguren) eingenommenen Hautpartie transformiert in geradlinig nadelförmige Gebilde oder aber in gekrümmte, korkzieherartige Formen.

Dieser Unterschied der Morphologie ist bedingt durch den verschiedenartigen Charakter der Gewebsart. Dieser Unterschied der Transformierung, d. i. die Verschiedenheit der Polarisation der Zellen (in geraden und gekrümmten Linien), läßt erkennen, daß in der Wechselwirkung von Strom und Materie auch die Materie (die Zelle) eine Rolle zu spielen imstande ist.

Ein noch augenfälligeres Beispiel der vorgenannten gewebsspezifischen Relation bietet das Verhalten der Materie gegenüber der chemischen Aktion des Stromes: Berührt man das eine Ende eines frischen Blutgefäßpräparates mit der positiven und das andere Ende mit der negativen Messingelektrode eines Gleichstroms (110 Volt) und schaltet für 1 bis 2 Sekunden ein, so verfärbt sich die Gefäßwand unter der positiven Elektrode grün, unter der negativen Elektrode rot; wiederholt man eine solche Stromdurchleitung an einem Nervenstrang, so verfärbt sich die Nervensubstanz unter der positiven Elektrode ebenfalls grün, die Rotfärbung dagegen bleibt aus – ein frappanter Unterschied der gewebsspezifischen Relation vom Blutgefäß und Nervenstrang dem elektrischen Strom gegenüber.

Aber auch das Blutgefäß selber, und zwar dessen Schichten und auch einzelne Bauglieder der Gefäßwand, bringen in der Wechselwirkung mit der

Elektrizität mannigfaltige Effekte (anatomische Veränderungen) zur Enthüllung: Die Gefäßwand zeigt in ihrer Totalität verschiedene Gradationen von Verdichtung (Wirkung des Pluspoles) oder aber von Auflockerung und Lückenbildung (Wirkung des Minuspoles); die Zellenkerne der mittleren Wandschichte (tunica media) präsentieren sich bald korkzieherartig verformt oder büschelförmig zergliedert, die Endothelzellen der inneren Wandschichte (tunica interna) vakuolartig aufgetrieben (Divergenzphänomen) etc.

Auch der Blutgefäßinhalt, die Blutzellen und Blutsalze, nehmen manchmal an den mechanistischen und chemischen Veränderungen teil.

Außer den vorgenannten regulär geometrisch konfigurierten, anatomischen Veränderungen der Gefäßwand kommt es manchmal auch zu rein stofflichen (metamorphotischen) Umbauvorgängen des Gefäßes: Die Struktur wird undeutlich, die Gefäßwand präsentiert sich homogenisiert, hyalinisiert.

Eine besonders frappante Stoffveränderung besteht darin, daß die elastischen Fasern – ein besonders wichtiges Bauelement nicht nur der Blutgefäßwand, sondern auch anderer Organe, z. B. Auge, Lunge, Magen, Haut, etc. – durch eine intensivere Stromeinwirkung ihre Grundeigenschaft (Elastizität) für eine Dauer von Stunden einzubüßen vermögen und daß sich in einem solchen Falle die Gewebe sogar plastisch und formbar wie Wachs und Ton präsentieren!

Diese bisher ungekannte Relation zwischen dem elektrischen Strom und der elastischen Substanz gewinnt weitere Bedeutung durch die Feststellung, daß die elastische Substanz unter Einwirkung der positiven Elektrode zur Kontraktion und Verdichtung, dagegen unter Einwirkung der negativen Elektrizität zur Erschlaffung und Auflockerung gebracht wird.

Die hier kursorisch zur Diskussion gebrachten mikroskopischen Bilder (belebter und unbelebter Materie) stammen von verschiedenen – empirischen und experimentellen – Stromeinwirkungen, gleichviel ob Gleichstrom oder Wechselstrom, Nieder- oder Hochspannung, Nieder- oder Hochfrequenz (Tesla D'Arsonval-Strom) – und von Blitzschlägen.

In den meisten dieser anschaulichen Veränderungen ist Konstanz im Charakter – in den Kriterien – des elektrischen Stromes feststellbar.

Auszug aus dem Vortrag:

Der Tesla-Transformator in der Schwachstromtechnik und Mechanik

Von

Dr. Eugen Skudrzyk

Professor an der Technischen Hochschule, Wien

Das einfachste schwingungsfähige Gebilde ist ein Schwingkreis. Koppelt man zwei Schwingkreise lose miteinander, so spiegeln sich bei loser Kopplung im resultierenden System im wesentlichen die Eigenschaften der beiden Kreise wider. Bei fester Kopplung dagegen erhält man ein völlig neuartiges Schwingungsgebilde. Die Dämpfungen sind durch die Kopplung einander nähergerückt, die Eigenfrequenzen auseinander gedrängt worden. Bei mehreren miteinander gekoppelten Kreisen findet man völlig ähnliche Ergebnisse. Je fester die Kopplung, desto ausgeglichener ist die Dämpfung des resultierenden Systems und in vielen Fällen auch die Frequenzkurve. Die gekoppelten Systeme bilden den Übergang zwischen einfachen und kontinuierlichen Systemen. Die kontinuierlichen Systeme wiederum lassen sich als Grenzfall unendlich vieler gekoppelter Systeme auffassen, so daß die Theorie der gekoppelten Systeme in der der kontinuierlichen enthalten ist. Mit Hilfe der bekannten elektromechanischen Analogien lassen sich die schwachstromtechnischen Ergebnisse ohne weiteres in die mechanische Schwingungslehre übersetzen und so beispielsweise die Lösung eines stetigen kontinuierlichen Systems als Superposition von Schwingkreislösungen darstellen. Die schwachstromtechnischen Methoden zeichnen sich gegenüber den klassischen durch besondere Einfachheit und Klarheit aus und ermöglichen eine strenge Behandlung mechanischer und akustischer Systeme, also auch die Berücksichtigung sämtlicher Eigenschwingungen, wie sie z. B. in schlecht abgeschlossenen Telephonleitungen, in Lautsprechern, in Ultraschallquarzen, Tonpilzen, Musikinstrumenten vorliegen.

Beitrag zur wirtschaftlichen Kompensierung des Leistungsfaktors

Von

Dr. Ing. **Drago Matanović**

Professor der Fakultät f. Bergbau u. Metallurgie an der Technischen Hochschule in Ljubljana

Zusammenfassung

In der Einführung werden die Grundgleichungen zur Berechnung der Kompensierung zusammengefaßt, auf Grund deren die wirtschaftlichste Kompensierung des Leistungsfaktors unter verschiedenen Bedingungen und Annahmen, unter Berücksichtigung der Kapitalkosten der Leitung und der Kondensatoren, der jährlichen Ausgaben für die Verlustarbeit und der Kosten der übernommenen elektrischen Arbeit mit einem eventuellen Zuschlag für die übermäßig verbrauchte Blind- oder Scheinarbeit berechnet wird.

I. Einführende Betrachtungen

Der häufig sehr kleine Leistungsfaktor in elektrischen Anlagen erhöht die Anschaffungskosten und die Verluste bzw. verhindert eine stärkere Ausnutzung dieser Anlagen.

Falls man eine elektrische Dreiphasenleitung mit Rücksicht auf den zulässigen relativen Leistungsverlust $p = 100\,p\ \%$ nach der Formel

$$S = \frac{P \varrho l}{p U^2 \cos^2 \varphi} \tag{1}$$

dimensioniert, wo S den erforderlichen Querschnitt der Leiter, P die zu übertragende Leistung, ϱ den spezifischen Widerstand der Leiter, l die Länge der Leitung und U die verkettete Spannung darstellt. Falls bei einem Leistungsfaktor $\cos \varphi = 1$ ein Querschnitt S_1 genügt, ist ansonsten ein größerer Querschnitt

$$S = \frac{S_1}{\cos^2 \varphi} \tag{2}$$

erforderlich. Ein kleinerer Leistungsfaktor verlangt daher bedeutend stärkere Leiter, die auch entsprechend teurer sind.

Da ein kleiner Leistungsfaktor die Erzeugungskosten der elektrischen Energie erhöht, verrechnet das Elektrizitätswerk die verkaufte Arbeit zu einem um so höheren Preise, je kleiner der Leistungsfaktor ist, und zwar in der Form eines Zuschlags zum Grundpreis, der um so größer ist, je kleiner der mittlere Leistungsfaktor der Abrechnungsperiode ist. Das Elektrizitätswerk muß diesen

mittleren Leistungsfaktor berücksichtigen, den man eigentlich Arbeitsfaktor nennen müßte und der durch den Ausdruck

$$\cos \varphi = \frac{A}{A_z} = \frac{A}{\sqrt{A^2 + A_x^2}}, \tag{3}$$

d. i. dem Verhältnis der Wirkarbeit A und der Scheinarbeit A_z gegeben ist. Dieser mittlere Leistungsfaktor wird meistens durch eine Zählergarnitur mit einem Zähler für die Blindarbeit A_x gemessen, und wir werden ihn bei den nachfolgenden Berechnungen berücksichtigen.

Der Leistungsfaktor wird meistens durch parallel geschaltete statische Kondensatoren kompensiert; sie zeichnen sich durch äußerst kleine Verluste aus, die bei Wirtschaftlichkeitsberechnungen vernachlässigt werden können. Niederspannungskondensatoren werden allgemein im Dreieck geschaltet, da sie in dieser Schaltung billiger sind. Die Isolation muß bei Niederspannung sowieso die verkettete Spannung ertragen.

Ein wie üblich bei Niederspannung im Dreieck geschalteter Kondensator mit einer Kapazität C in jeder Phase hat bei der Frequenz f eine Blindleistung

$$P_k = 6 \pi f C U^2. \tag{4}$$

Wenn drei Kondensatoren bei höheren Spannungen in Stern geschaltet werden, ist die Blindleistung

$$P_k = 2 \pi f C U^2. \tag{5}$$

Falls man bei einer Wirkleistung P den Phasenwinkel von φ_1 auf φ_2 durch Kondensatoren vergrößern will, müssen diese bekanntermaßen eine Leistung

$$P_k = P (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_2) \tag{6}$$

haben.

Bei der Bestimmung der wirtschaftlich günstigsten Kompensierung muß man berücksichtigen, daß die Kondensatoren bestimmte jährliche Amortisierungskosten verursachen, daß sich mit einem größeren Leistungsfaktor die Verluste in den Leitungen und hiemit die Ausgaben für die Verlustarbeit verkleinern und daß das Elektrizitätswerk nach seinem Tarif den übermäßigen Verbrauch der Blind- oder Scheinleistung verrechnet, da ein kleiner Leistungsfaktor die Kosten der Erzeugung, Transformation und Übertragung der elektrischen Energie verteuert.

Wir wollen annehmen, daß die spezifischen Kosten einer Kondensatorenbatterie k_k betragen. Diese ändern sich praktisch kaum mit der Leistung des Kondensators bzw. der Kondensatorenbatterie, da die Kondensatoren aus einzelnen Elementen zusammengesetzt sind. Noch genauer könnte man allerdings die Anschaffungskosten eines Kondensators bei einer bestimmten Spannung durch

$$C_k = k_{k_1} + k_k P_k \tag{7}$$

ausdrücken. Ein Kondensator mit einer Blindleistung P_k verursacht infolgedessen in einem Jahre bei einem Kapitalfaktor $a = 100\,a\ \%$ die Kosten

$$K_k = a_k k_k P_k = a_k k_k P (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_2), \tag{8}$$

falls bei einer Wirkleistung P der Phasenwinkel von φ_1 auf φ_2 verkleinert werden soll.

Die Anschaffungskosten einer Leitung bestimmter Spannung kann man bekanntermaßen durch zwei Glieder ausdrücken, deren erstes vom Querschnitt S der Leiter unabhängig und deren zweites ihm verhältnisgleich ist. Bei einer

Länge l der Leitung betragen seine jährlichen Kapitalkosten bei einem Kapitalfaktor a_v

$$K_v = a_v(k_{V_1} + k_{v_2} S)\, l. \tag{9}$$

Falls die Leitung ursprünglich für die Übertragung der wahren Leistung P bei einem mittleren Leistungsfaktor cos φ_1 mit einem relativen Leistungsverlust p_1 dimensioniert wurde, beträgt hiebei die jährliche Verlustarbeit in der Leitung

$$V_1 = P p_1 t' \delta, \tag{10}$$

wenn t' die reduzierten Arbeitsstunden bedeuten und δ ein Faktor ist, der durch das Verhältnis der reduzierten Verluststunden und der reduzierten Arbeitsstunden gegeben ist. Da die Leitung im allgemeinen nicht mit der Nennleistung P, sondern zu jedem Zeitpunkt mit einer anderen beliebigen Leistung Pv belastet ist, wird durch die Leitung im Laufe eines Jahres mit 8760 Stunden die Arbeit

$$A = P \int_0^{8760} v\, dt = P t' \tag{11}$$

übertragen. Bei Übertragung der Nennleistung beträgt der Leistungsverlust $p_1 P$, bei einer anderen Leistung Pv jedoch $p_1 P v^2$, da der Leistungsverlust bei demselben Leistungsfaktor dem Quadrat des Belastungsstromes bzw. dem Quadrat der übertragenen Leistung verhältnisgleich sind. Infolgedessen entsteht in der Leitung im Laufe eines Jahres die Verlustarbeit

$$V_1 = P p_1 \int_0^{8760} v^2\, dt = P p_1 t'', \tag{12}$$

wobei t die reduzierten Verluststunden darstellt. So ist

$$\delta = \frac{\int_0^{8760} v^2\, dt}{\int_0^{8760} v\, dt}. \tag{13}$$

Bei einem Preis c der elektrischen Energie sind die jährlichen Kosten der Verlustarbeit beim ursprünglichen natürlichen Leistungsfaktor cos φ_1

$$K_{v_1} = P p_1 t' \delta c. \tag{14}$$

Da der relative Leistungsverlust in der Leitung mit dem Querschnitt S der Leiter beim natürlichen Leistungsfaktor

$$p_1 = \frac{P \varrho l}{S U^2 \cos^2 \varphi_1} \tag{15}$$

beträgt, ist er nach erfolgter Kompensierung bei einem größeren Leistungsfaktor cos φ_2 und derselben übertragenen Leistung P durch den Ausdruck

$$p_2 = \frac{P \varrho l}{S U^2 \cos^2 \varphi_2} = p_1 \frac{\cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi_2} \tag{16}$$

gegeben. Infolgedessen sind die jährlichen Arbeitsverluste der Leitung nun kleiner und die Kosten der jährlichen Verlustarbeit betragen bei dem mittleren Leistungsfaktor cos φ_2

$$K_{v_2} = P p_1 t' \delta c \frac{\cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi_2} = K_{v_1} \frac{\cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi_2} \tag{17}$$

Nachdem die relativen Leistungsverluste bei einem größeren Leistungsfaktor kleiner sind, kann man auf einer bestimmten Leitung mit einem Querschnitt S der Leiter eine größere Leistung bei einem größeren Leistungsfaktor übertragen. Falls man daher auf einer Leitung mit dem Querschnitt S vor der Kompensierung die Leistung P_1 mit einem Leistungsfaktor cos φ_1 übertragen kann, so kann man nach erfolgter Kompensation bei demselben relativen Leistungsverlust p die Leistung P_2 mit einem Leistungsfaktor cos φ_2 übertragen. Da der erforderliche Querschnitt in beiden Fällen

$$S = \frac{P_1 \varrho l}{p U^2 \cos^2 \varphi_1} = \frac{P_2 \varrho l}{p U^2 \cos^2 \varphi_2} \tag{18}$$

beträgt, ist die übertragbare Leistung nach erfolgter Kompensierung

$$P_2 = P_1 \frac{\cos^2 \varphi_2}{\cos^2 \varphi_1}. \tag{19}$$

Hiebei muß man berücksichtigen, daß die Stromstärke vom ursprünglichen Wert J_1 vor der Kompensierung auf den Wert

$$J_2 = \frac{P_2}{\sqrt{3}\, U \cos \varphi_2} = \frac{P_1}{\sqrt{3}\, U \cos \varphi_1} \cdot \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_1} = J_1 \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_1} \tag{20}$$

nach erfolgter Kompensierung anwächst. Diese Erhöhung der übertragenen Leistung ist daher nur dann möglich, wenn bei der Bemessung der Leitung die zulässigen Leistungsverluste und nicht die thermische Belastung der Leiter maßgebend waren und daher der Querschnitt der Leiter auch der erhöhten Stromstärke nach der Kompensierung entspricht. Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist, muß die Stromstärke beibehalten werden ($J_2 = J_1$) und kann nach der Kompensierung nur die Leistung

$$P_2 = \sqrt{3}\, U J_2 \cos \varphi_2 = \sqrt{3}\, U J_1 \cos \varphi_1 \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_1} = P_1 \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_1} \tag{21}$$

übertragen werden, wobei die Scheinleistung vor und nach der Kompensierung gleich ist ($P_{z_1} = P_{z_2}$).

Das Elektrizitätswerk verrechnet meistens einen Zuschlag zum Preis c der verkauften Arbeit, falls der mittlere Leistungsfaktor der Abrechnungsperiode unter einem bestimmten kleinsten Wert cos φ_0 liegt, z. B. unter cos $\varphi_0 = 0{,}85$. Es verrechnet gewöhnlich einen Zuschlag c_x für die übermäßig verbrauchte Blindarbeit. Zuweilen wird ein Zuschlag c_z auf die übermäßig verbrauchte Scheinarbeit berechnet.

Falls das Eletrizitätswerk keinen Zuschlag zum Preis der verkauften Arbeit verrechnet, betragen die jährlichen Kosten der übernommenen Arbeit

$$K_A = P t' c. \tag{22}$$

Mit einem Zuschlag c_x für die übermäßig verbrauchte Blindarbeit betragen die jährlichen Kosten der übernommenen Arbeit vor der Kompensierung bei einem mittleren Leistungsfaktor cos φ_1

$$K_{A_1} = P t' [c + c_x (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_0)] \tag{23}$$

bzw. nach der Kompensierung

$$K_{A2} = P t' [c + c_x (\operatorname{tg} \varphi_2 - \operatorname{tg} \varphi_0)] \tag{24}$$

falls nun der Leistungsfaktor cos $\varphi_2 <$ cos φ_0 ist. Falls man jedoch den Leistungsfaktor auf einen höheren Wert cos $\varphi_2 >$ cos φ_1 kompensiert, betragen die jährlichen Arbeitskosten wieder nur

$$K_{A_2} = P t' c \quad \text{bei} \quad \cos \varphi_2 > \cos \varphi_0, \tag{24a}$$

da das Elektrizitätswerk meistens keinen Abzug bei einem den Grenzleistungsfaktor cos φ_0 übersteigenden Leistungsfaktor gewährt.

Sollte jedoch das Elektrizitätswerk einen Zuschlag c_z in Abhängigkeit von der übermäßig verbrauchten Scheinarbeit verrechnen, so betragen die jährlichen Kosten der übernommenen Arbeit vor der Kompensierung

$$K_{A1} = P t' \left[c + c_z \left(\frac{1}{\cos \varphi_1} - \frac{1}{\cos \varphi_0} \right) \right] \tag{25}$$

und nach der Kompensierung

$$K_{A_2} = P t' \left[c + c_z \left(\frac{1}{\cos \varphi_2} - \frac{1}{\cos \varphi_0} \right) \right] \text{ bei } \cos \varphi_2 < \cos \varphi_0 \tag{26}$$

bzw. meistens wieder nur

$$K_{A_2} = P t' c \quad \text{bei } \cos \varphi_2 > \cos \varphi_0. \tag{26a}$$

In anderen Fällen kann das Elektrizitätswerk einen Zuschlag zur Grundgebühr verrechnen. Da man jedoch bei diesen wirtschaftlichen Betrachtungen eine bestimmte, jährlich übernommene Arbeit zugrunde legen muß, kann dieser Zuschlag in jedem Falle auf die Arbeitseinheit bezogen werden.

II. Die wirtschaftliche Kompensierung des Leistungsfaktors

Im folgenden soll die wirtschaftlichste Kompensierung unter einigen verschiedenen Annahmen bestimmt werden.

a) Vorerst wollen wir die günstigste Kompensierung einer bestehenden Leitung mit gegebenem Querschnitt (S-konst.) bestimmen, falls das Elektrizitätswerk einen Zuschlag c_x zum Grundpreis c in Abhängigkeit von der übermäßig übernommenen Blindleistung verrechnet.

Vor der Kompensierung sind die jährlichen Gesamtkosten K_1 durch die Kapitalkosten K_v der Leitung, die Kosten für die übernommene elektrische Arbeit nach Gleichung (23) und die Kosten der jährlichen Verlustarbeit in der Leitung nach Gleichung (14) gegeben und betragen infolgedessen

$$K_1 = K_v + P t' \left[c + c_x (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_0) \right] + P p_1 t' \delta c, \tag{27}$$

wenn die Nennleistung P mit t' reduzierten Arbeitsstunden und einem mittleren Leistungsfaktor cos φ_1 übertragen wird und p_1 die relativen Leistungsverluste der Leitung bei Nennbelastung sind. Die Kapitalkosten K_v der Leitung brauchen nicht besonders ausgedrückt zu werden, da sie konstant bleiben.

Nach der Kompensierung muß man daher mit denselben Kapitalkosten K_v der Leitung rechnen. Die Kosten für die übernommene elektrische Arbeit werden nach Gleichung (24) kleiner, ebenso die Kosten der Verlustarbeit nach Gleichung (17), doch müssen noch die Kapitalkosten der Kondensatoren nach Gleichung (8) berücksichtigt werden. Bei derselben Nennleistung P und einem mittleren Leistungsfaktor cos φ_2 bei denselben reduzierten Arbeitsstunden sind nun die Gesamtkosten durch

$$K_2 = K_v + P t' \left[c + c_x (\operatorname{tg} \varphi_2 - \operatorname{tg} \varphi_0) \right] + P p_1 t' \delta c \frac{\cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi_2} + a_k k_k P (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_2) \tag{28}$$

gegeben.

Die Differenz beider Kosten ist

$$K_d = K_2 - K_1 = P t' c_x (\operatorname{tg} \varphi_2 - \operatorname{tg} \varphi_1) + P p_1 t' \delta c \left(\frac{\cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi_1} - 1 \right) + a_k k_k P (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_2). \tag{29}$$

Die kleinsten jährlichen Kosten entstehen bei einer bestimmten Kompensierung, d. i. einem bestimmten Phasenwinkel φ_2. Aus der Bedingungsgleichung

$$\frac{d K_d}{d \varphi_2} = \frac{P t' c_x}{\cos^2 \varphi_2} + 2 P p_1 t' \delta c \cos^2 \varphi_1 \frac{\sin \varphi_2}{\cos^3 \varphi_2} - \frac{a_k k_k P}{\cos^2 \varphi_2} \tag{30}$$

folgt, daß

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{a_k k_k - t' c_x}{2 p_1 t' \delta c \cos^2 \varphi_1} \tag{31}$$

sein soll. Hiemit ist der wirtschaftlichste Phasenwinkel nach der Kompensierung gegeben. Man sieht, daß der Tangens des Phasenwinkels φ_2 durch das Verhältnis der Differenz der jährlichen Kapitalkosten jedes Kilovoltamperes der Kondensatoren und der jährlichen Kosten für jedes Kilowatt der Nennleistung infolge des Zuschlages zum Preis der elektrischen Arbeit zum zweifachen Produkt der ursprünglichen Kosten der Verlustarbeit in der Leitung, verursacht durch die Übertragung eines Kilowatts der Nennleistung und zum Quadrat des ursprünglichen Leistungsfaktors gegeben ist.

Da jedoch weiters

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{P \operatorname{tg} \varphi_1 - P_k}{P} \tag{32}$$

ist, kann die erforderliche günstigste Leistung der Kondensatoren durch

$$P_k = P \left(\operatorname{tg} \varphi_1 - \frac{a_k k_k - t' c_x}{2 p_1 t' \delta c \cos_2 \varphi_1} \right) \tag{33}$$

ausgedrückt werden.

Wie bereits erwähnt, gewährt das Elektrizitätswerk meistens keinen Abzug zum Preis der verkauften Arbeit, wenn der Leistungsfaktor cos φ_2 größer ist als der Grenzleistungsfaktor cos φ_0. Das erhaltene Resultat nach Gleichung (31) gilt daher nur im Falle, wenn $\varphi_2 > \varphi_0$ ist. Falls die Rechnung $\varphi_2 < \varphi_0$ ergeben würde, muß man die Rechnung mit $c_x = 0$ wiederholen und als Ausgangskosten die Kosten bei dem Grenzleistungsfaktor cos φ_0 unter Berücksichtigung der bis zu diesem ausgeführten Kompensation. Dann ist der wirtschaftlichste Phasenwinkel durch

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{a_k k_k}{2 p_1 t' \delta c \cos^2 \varphi_1} \tag{34}$$

gegeben und die erforderliche Leistung der Kondensatoren ist

$$P_k = P \left(\operatorname{tg} \varphi_1 - \frac{a_k k_k}{2 p_1 t' \delta c \cos^2 \varphi_1} \right). \tag{35}$$

In diesem Falle ist daher eine geringere Kompensierung des Leistungsfaktors wirtschaftlicher. Dasselbe Resultat gilt, wenn das Elektrizitätswerk keinen Zuschlag zum Preis der elektrischen Arbeit verrechnet.

Sollte jedoch das Elektrizitätswerk einen anderen, kleineren Abzug c'_x bei hohem Leistungsfaktor nach erfolgter Kompensierung in Anwendung bringen, so ist analog zu verfahren. Im Ausdruck (31) erscheint c'_x anstatt c_x

b) Die vorangehende Berechnung wurde unter der Voraussetzung einer gleichen, zu übertragenden Leistung vor und nach der Kompensierung durchgeführt. Nun wollen wir einen konstanten relativen Leistungsverlust p voraussetzen und es kann daher nach der Kompensierung auf der Leitung eine entsprechend größere Leistung nach Gleichung (19) bei einer größeren Stromstärke nach Gleichung (20) übertragen werden.

Die jährlichen Kosten der Leistung betragen vor der Kompensierung wieder

$$K_1 = K_v + P_1 t' [c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_0)] + P_1 p t' \delta c. \tag{36}$$

Nach erfolgter Kompensation betragen sie

$$K_2 = K_v + P_2 t' [c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_0)] + P_2 p t' \delta c + a_k k_k P(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{37}$$

Hier sind die spezifischen Kosten je Arbeitseinheit maßgebend, die vor der Kompensierung

$$k_1 = \frac{K_1}{P_1 t'} = \frac{K_v}{P_1 t'} + c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_0) + p \delta c \tag{38}$$

und nach der Kompensierung bei denselben reduzierten Arbeitsstunden

$$k_2 = \frac{K_2}{P_2 t'} = \frac{K_2}{P_1 t'} \cdot \frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} = \frac{K_v}{P_1 t'} \cdot \frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} + c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_0) + p \delta c + \frac{a_k k_k}{t'}(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2) \tag{39}$$

betragen.

Die Differenz beider spezifischen Kosten ist

$$k_d = k_2 - k_1 = \frac{K_v}{P_1 t'}\left(\frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} - 1\right) + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_1) + \frac{a_k k_k}{t'}(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{40}$$

Aus der Bedingungsgleichung

$$\frac{d k_d}{d \varphi_2} = \frac{2 K_v}{P_1 t'} \cos^2\varphi_1 \frac{\sin\varphi_2}{\cos^3\varphi_2} + \frac{c_x}{\cos^2\varphi_2} - \frac{a_k k_k}{t' \cos^2\varphi_2} \tag{41}$$

folgt

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{P_1}{2 K_v \cos^2\varphi_1}(a_k k_k - t' c_x). \tag{42}$$

Falls die Rechnung $\varphi_2 < \varphi_0$ ergibt, muß man analog wie unter a) verfahren.

c) Bei verhältnismäßig kurzen Leitungen ist die thermische Belastung maßgebend. Falls die Leitung ursprünglich mit Bezug auf die zulässige Stromstärke bemessen wurde, darf diese nach der durchgeführten Kompensation nicht erhöht werden, wie dies unter b) vorausgesetzt wurde. Nach der Kompensierung sind die relativen Leistungsverluste p_2 kleiner. Aus der Bedingung

$$S = \frac{P_1 \varrho l}{p_1 U \cos^2\varphi_1} = \frac{P_2 \varrho l}{p_2 U \cos^2\varphi_2} \tag{43}$$

folgt, daß sich durch die Kompensierung in diesem Falle die relativen Leistungsverluste von p_1 auf

$$p_2 = p_1 \frac{P_2 \cos^2\varphi_1}{P_1 \cos^2\varphi_1} = p_1 \frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} \tag{44}$$

verkleinern, falls man noch den Ausdruck nach Gleichung (21) berücksichtigt.

Vor der Kompensierung betragen die jährlichen Kosten

$$K_1 = K_v + P_1 t' [c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_0)] + P_1 p_1 t' \delta c \tag{45}$$

und nach der Kompensierung

$$K_2 = K_v + P_2 t' [c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_0)] + P_2 p_2 t' \delta c + a_k k_k P_2(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{46}$$

Auf eine Arbeitseinheit entfallen vor der Kompensierung

$$k_1 = \frac{K_1}{P_1 t'} = \frac{K_v}{P_1 t'} + c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_0) + p_1 \delta c \tag{47}$$

und nach der Kompensierung

$$k_2 = \frac{K_2}{P_2 t'} = \frac{K_2}{P_1 t'} \cdot \frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} = \frac{K_v}{P_1 t'} \cdot \frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} + c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_0) + p_1 \delta c \frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} + \frac{a_k k_k}{t'}(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{48}$$

Die Differenz ist

$$k_d = k_2 - k_1 = \frac{K_v}{P_1 t'}\left(\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} - 1\right) + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_1) + p_1 \delta c \left(\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} - 1\right) + \frac{a_k k_k}{t'}(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{49}$$

Aus der Bedingungsgleichung für die günstigste Kompensierung

$$\frac{d k_d}{d \varphi_2} = \frac{K_v}{P_1 t'} \cos\varphi_1 \frac{\sin\varphi_2}{\cos^2\varphi_2} + \frac{c_x}{\cos^2\varphi_2} + p_1 \delta c \cos\varphi_1 \frac{\sin\varphi_2}{\cos^2\varphi_2} - \frac{a_k k_k}{t' \cos^2\varphi_2} \tag{50}$$

folgt

$$\sin\varphi_2 = \frac{P_1(a_k k_k - t' c_x)}{(K_v + P_1 p_1 t' \delta c)\cos\varphi_1}. \tag{51}$$

d) Bei der Bemessung neuer Anlagen ist es zweckmäßig, die günstigste Kompensierung beim günstigsten Querschnitt zu ermitteln. Falls ohne Kompensierung beim natürlichen Leistungsfaktor $\cos\varphi_1$ der Leiterquerschnitt S_1 erforderlich wäre, würde zur Übertragung derselben Leistung P mit einer Kompensierung des Leistungsfaktors auf $\cos\varphi_2$ ein kleinerer Querschnitt S_2' genügen, falls dieselben relativen Leistungsverluste zugrunde gelegt werden. Bei erfolgter Kompensierung wäre daher ein Querschnitt

$$S_2' = S_1 \frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} \tag{52}$$

erforderlich.

Um die wirtschaftlichste Kompensierung und den wirtschaftlichsten Querschnitt zu bestimmen, wollen wir vorerst festlegen, daß nicht der Querschnitt S_2', sondern ein noch unbestimmter Querschnitt

$$S_2 = S_2' x = S_1 x \frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} \tag{53}$$

am günstigsten ist.

Wenn in der unkompensierten Leitung mit einem Leiterquerschnitt S_1 ein relativer Leistungsverlust

$$p_1 = \frac{P \varrho l}{S_1 U^2 \cos\varphi_1} \tag{54}$$

entstehen würde, würde er in der kompensierten Leitung mit einem Querschnitt S_2' der Leiter nach unserer Forderung

$$p_2' = \frac{P\,\varrho\,l}{S_2'\,U^2\cos^2\varphi_2} = \frac{P\,\varrho\,l}{S_1\,U^2\cos^2\varphi_1} = p_1 \tag{55}$$

betragen bzw. bei einem Querschnitt $S_2 = S_2' x$

$$p = \frac{P\,\varrho\,l}{S_1\,x\,U^2\cos^2\varphi_1} = \frac{p_1}{x}. \tag{56}$$

Die jährlichen Kosten einer unkompensierten Leitung würden

$$K_1 = a_v(k_{v_1} + k_{v_2}S_1)\,l + P\,t'[c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_0)] + \frac{P^2\,\varrho\,l\,t'\,\delta\,c}{S_1\,U^2\cos^2\varphi_1} \tag{57}$$

betragen, da man nun die Kapitalkosten K_v der Leitung im ersten Glied und den relativen Leistungsverlust p im letzten Glied ausdrücken muß, da sie veränderlich sind.

Die jährlichen Gesamtkosten der kompensierten Leitung sind

$$K_2 = a_v\left(k_{v_1} + k_{v_2}S_1\,x\frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2}\right)l + P\,t'[c + c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_0)] + \\ + \frac{P^2\,\varrho\,l\,t'\,\delta\,c}{S_1\,x\,U^2\cos^2\varphi_1} + a_k\,k_k\,P(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{58}$$

Die Differenz der Kosten ist nun

$$K_d = K_2 - K_1 = a_v\,k_{v_2}S_1\left(x\frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} - 1\right)l + P\,t'\,c_x(\operatorname{tg}\varphi_2 - \operatorname{tg}\varphi_1) + \\ + \frac{P^2\,\varrho\,l\,t'\,\delta\,c}{S_1\,U^2\cos^2\varphi_1}\left(\frac{1}{x} - 1\right) + a_k\,k_k\,P(\operatorname{tg}\varphi_1 - \operatorname{tg}\varphi_2). \tag{59}$$

Da wir die wirtschaftlichste Kompensation beim wirtschaftlichsten Querschnitt suchen, müssen die partiellen Ableitungen nach dem Phasenwinkel φ_2 und dem Faktor x, der tatsächlich den wirtschaftlichen Querschnitt bestimmt, gleich Null gesetzt werden, daher

$$\frac{\partial K_d}{\partial \varphi_2} = 2\,a_v\,k_{v_2}\,S_1\,l\,x\cos^2\varphi_1\frac{\sin\varphi_2}{\cos^3\varphi_2} + \frac{P\,t'\,c_x}{\cos^2\varphi_2} - \frac{a_k\,k_k\,P}{\cos^2\varphi_2} = 0 \tag{60}$$

und

$$\frac{\partial K_d}{\partial x} = a_v\,k_{v_2}\,S_1\,l\frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} - \frac{P^2\,\varrho\,l\,t'\,\delta\,c}{S_1\,U^2\cos^2\varphi_1\,x^2} = 0. \tag{61}$$

Aus der ersten Bedingungsgleichung (60) folgt

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{P(a_k\,k_k - t'\,c_x)}{2\,a_v\,k_{v_2}\,S_1\,l\,x\cos^2\varphi_1} \tag{62}$$

und aus der zweiten Bedingungsgleichung (61)

$$S_1\,x = \frac{P\cos\varphi_2}{U\cos^2\varphi_1}\sqrt{\frac{\varrho\,t'\,\delta\,c}{a_v\,k_{v_2}}}. \tag{63}$$

Unter Berücksichtigung der Gleichung (53) ist der wirtschaftlichste Querschnitt der kompensierten Leitung durch

$$S_2 = S_1\,x\frac{\cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2} = \frac{P}{U\cos\varphi_2}\sqrt{\frac{\varrho\,t'\,\delta\,c}{a_v\,k_{v_2}}} \tag{64}$$

gegeben.

Die beiden Gleichungen (62) und (64) ermöglichen die Bestimmung des günstigsten Phasenwinkels φ_2 bzw. Leistungsfaktors $\cos\varphi_2$ und des günstigsten Leiterquerschnitts S_2 einer kompensierten Leitung.

Der Ausdruck (64) für den wirtschaftlichsten Querschnitt ist übrigens im Einklang mit der Thomsonschen Regel, laut welcher die jährlichen Kosten der Arbeitsverluste in einer Leitung gleich den jährlichen Kapitalkosten der Leitung sein sollen*.

Falls man den Ausdruck nach Gleichung (63) in die Gleichung (62) einsetzt, erhält man

$$\sin\varphi_2 = \frac{U(a_k\,k_k - t'\,c_x)}{2\,l\sqrt{a_v\,k_{v_2}\,\varrho\,t'\,\delta\,c}}. \tag{65}$$

Diese ausführlich behandelten Beispiele mögen genügen. Mit anderen Angaben können weitere Fälle entsprechend berechnet werden, so z. B. für den Fall, daß das Elektrizitätswerk den Zuschlag zu dem Preis der übernommenen Arbeit in Abhängigkeit von der übermäßigen Scheinarbeit verrechnet.

---

* *D. Matanović*, Elektrotehniški vestnik, 1948, Heft 2–3.

Die Entwicklung des österreichischen Großmaschinenbaues nach 1945

Spitzenleistungen der ELIN auf allen Gebieten

Von

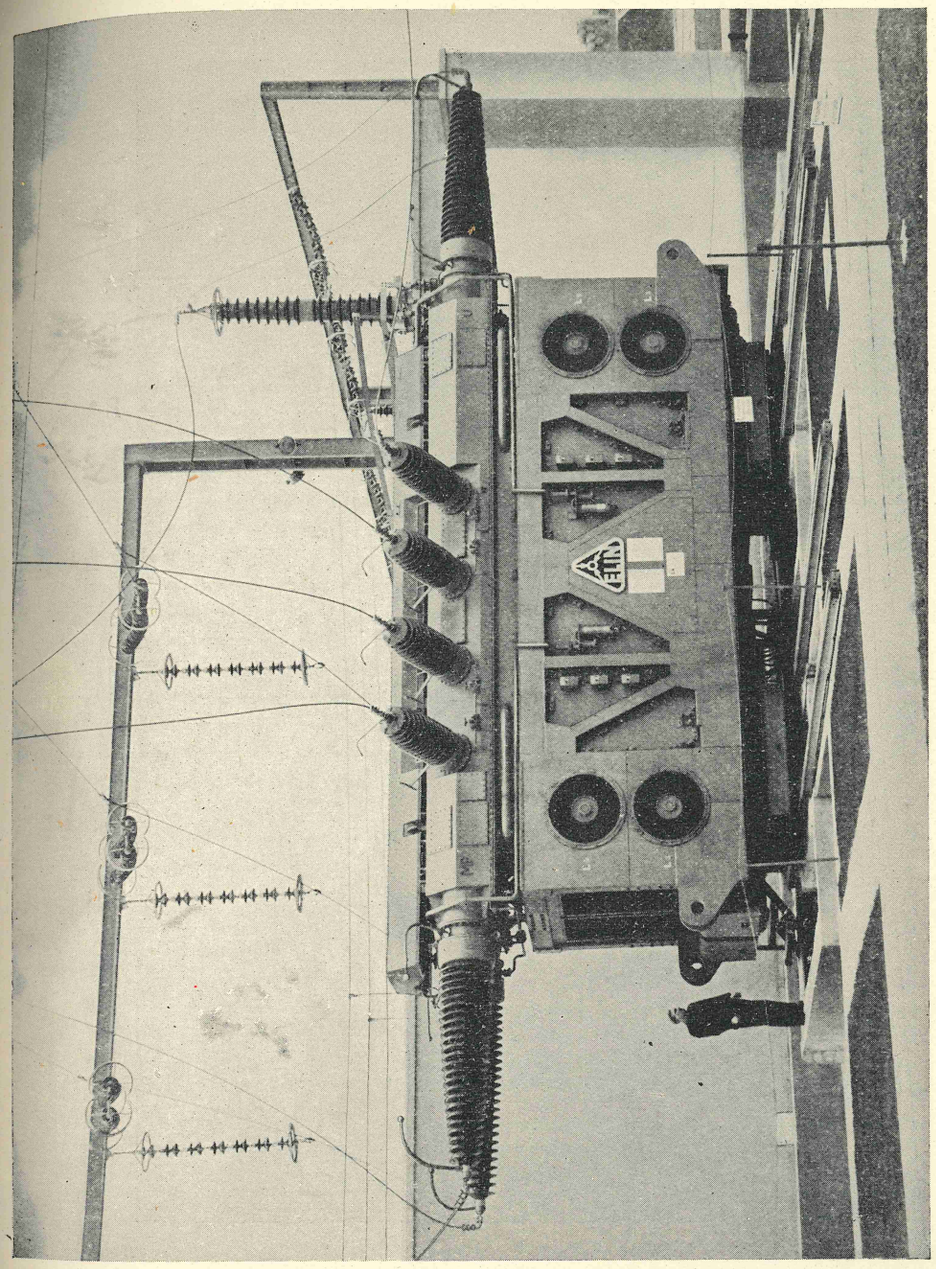
Dipl.-Ing. **E. Gruder**

ELIN AG

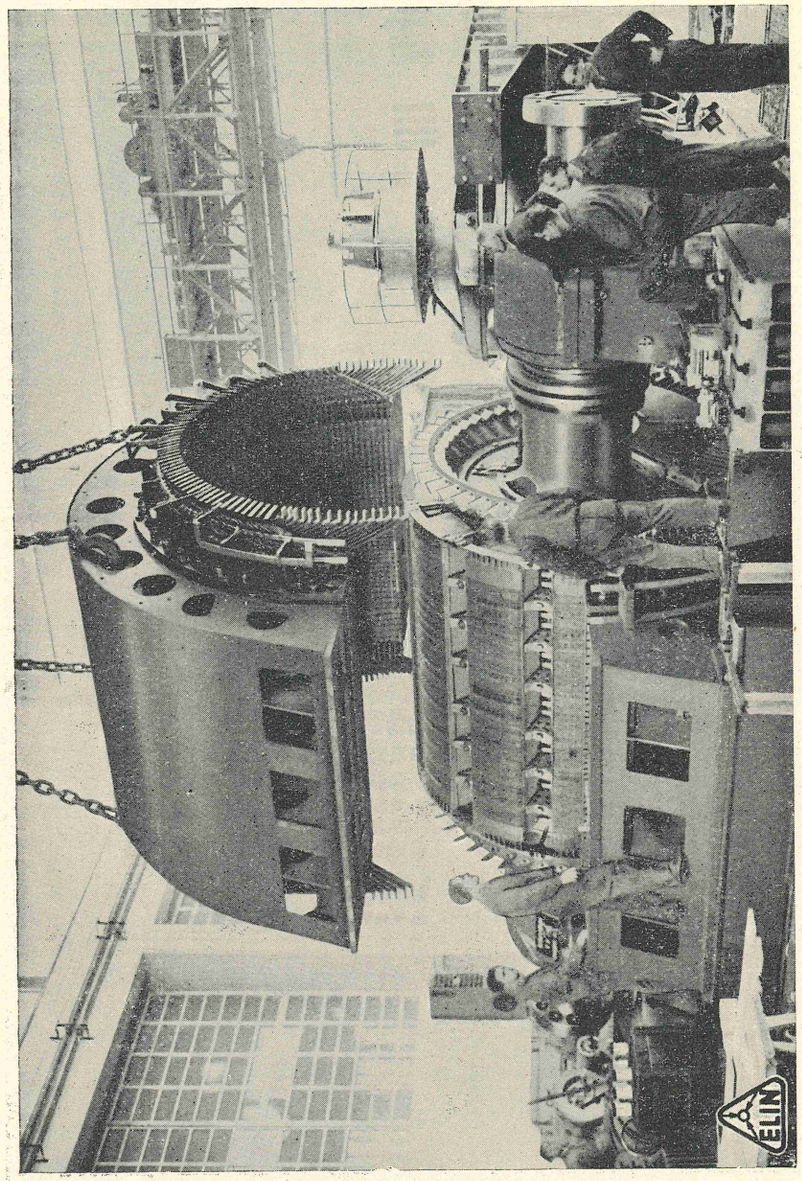
Mit 3 Abbildungen

Das Ende des zweiten Weltkrieges brachte die österreichische Starkstromindustrie in eine äußerst schwierige Lage. Die bedeutendsten im Osten und Südosten Österreichs gelegenen Werke gingen zum größten Teil ihrer Maschinen und Vorräte verlustig oder wurden anderweitig in Anspruch genommen. So stand einer nahezu auf Null gesunkenen disponiblen Kapazität der Elektromaschinen bauenden Werke eine außerordentlich große Nachfrage nach elektrischen Maschinen aller Art gegenüber. Die lange Dauer des Krieges, Kriegs- und Nachkriegsschäden und sonstige Ursachen, sowie die Versäumnisse im kontinuierlichen Ausbau der Wasserkräfte des Landes hatten einen Nachholbedarf geschaffen, dessen Befriedigung zunächst aussichtslos erschien. Der Zusammenbruch der öffentlichen Stromversorgung und die drohende Gefahr einer Stilllegung der lebensnotwendigen Güterproduktion zwangen aber dazu, raschestens Wege zur Errichtung neuer Werkskapazitäten zu finden. Die ELIN beschritt diesen Weg, indem sie bereits im Jahre 1947 an die Wiederausstattung ihres Weizer Werkes mit Maschinen aller Art ging und ein Bauprogramm einleitete, welches die Erzeugung elektrischer Maschinen bis zu den größten Einheiten ermöglichen sollte. Schon in der Hälfte der nahezu fünfjährigen Bauperiode wurde die Erzeugung der inzwischen zu Weltruf gelangten 70 MVA-Generatoren für die Hauptstufe des Kraftwerkes Kaprun aufgenommen. 1950/51 wurden die beiden Maschinen in Betrieb gesetzt, die bei ihrer Drehzahl von 500 U/min Grenzleistungsmaschinen erstmaliger Ausführung sind.

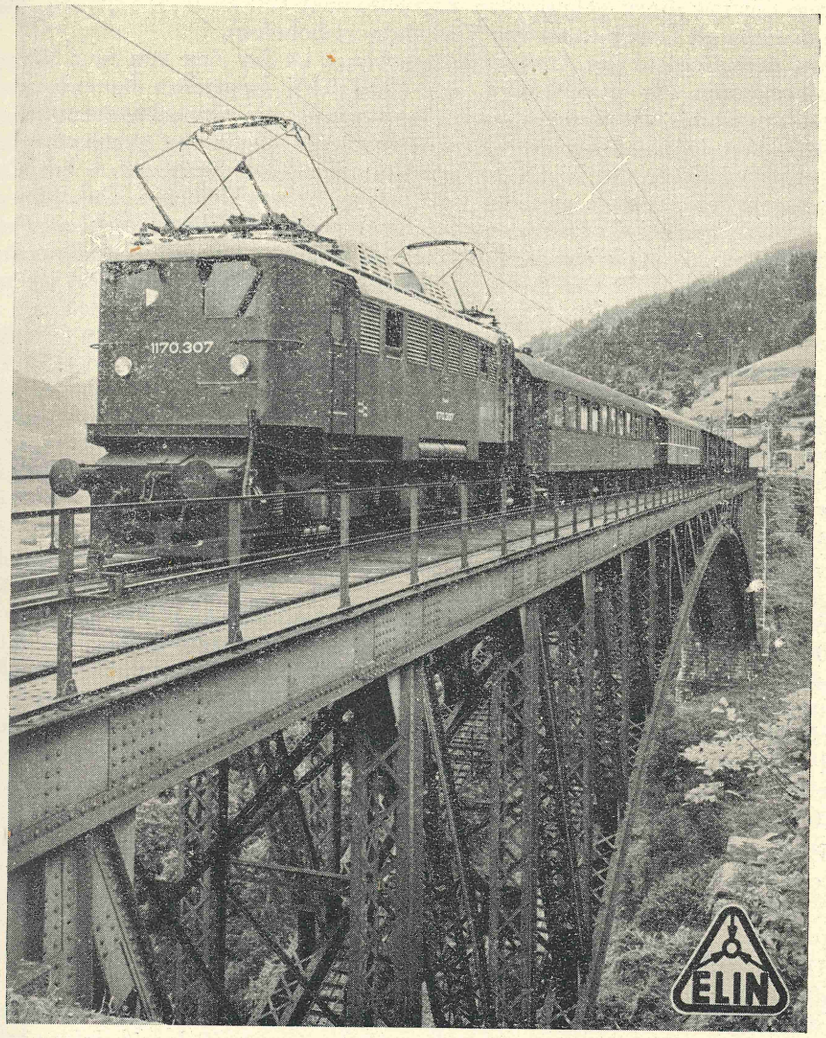
Auf dem Gebiete des Großgeneratorenbaues wurden neben diesen Generatoren zahlreiche weitere Maschinen hergestellt bzw. sind in Bau, die hinsichtlich Leistung oder mechanischer und elektrischer Beanspruchung mit den erstgenannten mehr oder minder in Wettbewerb treten können. An dieser Stelle seien insbesondere erwähnt: Die 62 MVA-Generatoren für das Oberstufenkraftwerk Kaprun, die bei Nacht auch als Antriebsmotoren für Speicherpumpen verwendet werden und aus Transportgründen weitgehend zerlegbar sein müssen; 10 MVA-Einphasen-Generatoren für die Österreichischen Bundesbahnen; die vier in Montage befindlichen, als Blechkettenläufer ausgebildeten Rotoren für 32 MVA-Generatoren des Kraftwerkes Braunau und die ebenfalls



Drehstrom-Wandertransformator, 100 000 kVA, 220 000/110 000 V, im Großumspannwerk Bisamberg bei Wien (Werkphoto ELIN)



Zusammenbau eines 70 000 kVA-Drehstromgenerators für das Kraftwerk Kaprun, Hauptstufe
(Werkphoto ELIN)



Elektrolokomotive Reihe 1040 der Österreichischen Bundesbahnen
auf der Angertalbrücke
(Photo Wagner)

in Bau befindlichen 20 MVA-Einphasen-Generatoren für das Unterwerk Auhof der Österreichischen Bundesbahnen, die als die vermutlich größten Generatoren der Welt für Einphasenbahnstrom $16^2/_3$ Hz anzusehen sind. Diese sind dadurch besonders bemerkenswert, daß sie im motorischen Betrieb zum Antrieb der mit ihnen gekuppelten Asynchronmotoren zu dienen haben, die in diesem Falle als Generatoren das Verbundnetz beliefern.

Auf dem Gebiete des Transformatorenbaues ist der Bau von fünf Wandertransformatoren für je 100 MVA bei 220/110 kV besonders bemerkenswert; neuerdings ist für das österreichische Verbundnetz ein Drehstromtransformator für 185 MVA in einer Einheit in Bau, wobei die Ölkühlung getrennt erfolgt. Die großen Erfolge der ELIN im Transformatorenbau führten u. a. zur Erteilung namhafter Aufträge aus den USA, wobei neben kleineren Einheiten eine aus drei Einphasen-Transformatoren bestehende Drehstrombank mit einer Gesamtleistung von 250 MVA besonders bemerkenswert ist. Der Bau dieser Transformatoren stellt das Werk vor besonders große Aufgaben, da sie nach den einschlägigen amerikanischen Vorschriften gebaut werden müssen und von seiten des Bestellers natürlich die weitestgehenden Prüfungen zum Nachweis der Betriebstüchtigkeit und der Betriebssicherheit verlangt wurden. Die Hereinbringung dieser und ähnlicher Aufträge wäre ohne die Errichtung eines Hochvolthauses mit einem Stoßgenerator für 2,4 Millionen Volt unmöglich gewesen. Dieses erlaubt nicht nur die einwandfreie Prüfung solcher größten Einheiten, sondern auch die für die weitere Entwicklung unerläßliche Forschung.

Auf dem Gebiete der Elektromotoren seien insbesondere die für den Wiederaufbau der österreichischen Stahlwerke gelieferten Walzwerkseinrichtungen hervorgehoben; so wurden z. B. an das Edelstahlwerk Gebrüder Böhler & Co. in Kapfenberg zwei Walzenzugsmotoren mit Abschaltleistungen von 6050 bzw. 5400 kW und Drehzahlbereichen von 60 bis 120 bzw. 35 bis 80 U/min geliefert. In Bau befinden sich drei weitere Walzenzugsmotoren für die Hütte Donawitz der Österreichisch-Alpinen Montan-Gesellschaft, von denen zwei Stück für den Antrieb der beiden Fertigstrecken dienen. Die beiden Strecken sind mechanisch kuppelbar und die Motoren können elektrisch in Reihe geschaltet werden, wobei die Fertigstrecke mit einer Ausschaltleistung von 21 000 kW die meines Wissens größte Walzwerksleistung der Welt hat.

Eine starke Entwicklung nahm auch der Bau elektrischer Ausrüstungen für Lokomotiven der Österreichischen Bundesbahnen, deren Netz in zunehmendem Maße auf elektrischen Verkehr umgestellt wird. Auch auf diesem Gebiete wurden durch rasche und umfangreiche Lieferungen beachtliche Erfolge erzielt.

Unbeschadet der im vorhergehenden kurz gestreiften Spitzenleistungen im Großmaschinenbau wurde auch die Erzeugung kleinerer Maschinen gefördert. So wurden ein neuer Leichtmetallmotor mit besonders günstigen Abkühlungsverhältnissen und daher bester Ausnützung, sowie neue Schweißumformer und Schweißtransformatoren mit bemerkenswerten Verbesserungen entwickelt.

Parallel zu dieser Entwicklung, welche die ELIN in die Reihe der Weltfirmen gestellt hat, und, wie oben bereits angedeutet, zu sehr beachtlichen Exporterfolgen führte, wurde auch der Apparatebau vorangetrieben, wo u. a. der Bau von Transformatoren-Stufenschaltern für alle Spannungen und Leistungen sowie von Hoch- und Höchstspannungsgeräten für Innenraum- und Freiluftschaltanlagen einen starken Aufschwung nahm.

Mehrstrangwicklungen

Von

Dipl.-Ing. Dr. techn. Dr. Ing. Dr. phil. **Heinrich Sequenz**

o. Professor a. D. und Honorarprofessor der Technischen Hochschule in Wien,
k. Mitglied der Österr. Akademie der Wissenschaften

Der erste, der elektrische Maschinen mit mehreren Strängen ausrüstete, war offenbar Nikola Tesla. Ihm gebührt also unter anderem auch der Ruhm, die ersten mehrsträngigen Maschinen angegeben zu haben.

Wer die Patentschriften des Nikola Tesla über die elektrische Kraftübertragung, über seinen elektromagnetischen Motor, über seinen Drehstrom-Synchronmotor und über seinen Asynchrongenerator durchblättert und die Skizzen der Generatoren und Motoren betrachtet, die in diesen Patentschriften enthalten sind, der zieht unwillkürlich einen Vergleich zwischen diesen ersten Maschinen mit mehreren Strängen und den heute gebauten Drehstromgeneratoren und Motoren.

Es wäre zweifellos verlockend, die Entwicklung zu verfolgen, die die mehrsträngigen Maschinen von Nikola Teslas Zeiten bis heute genommen haben. Doch würde eine solche Schilderung nichts mehr und nichts weniger als eine Geschichte des Elektromaschinenbaues überhaupt darstellen und in einem Vortrage kaum zu bewältigen sein. Ich will mich daher nur auf eine Einzelheit der elektrischen Maschinen beschränken, nämlich auf die Wicklungen. Die Wicklungen sind ja der empfindlichste Teil einer elektrischen Maschine, und wenn man will, die Seele der Maschine. Als Nikola Tesla seine zweisträngigen Wicklungen angab, da ahnte er wohl noch nicht, welche Entwicklung die Ankerwicklungen der elektrischen Maschinen durchmachen würden und welche vielfältigen Forderungen man an sie stellen kann. Welche Fülle von Erfindungsarbeit mußte in diese Wicklungen gesteckt werden, um sie schließlich und endlich bis zu jener Reife zu bringen, die sie heute aufweisen. Vielleicht gelingt es mir, Ihnen im Laufe dieses kurzen Berichtes zu zeigen, was man heute von einer gut ausgeführten Wicklung alles verlangen kann und was sie auch wirklich leistet.

Bei den in Bild 1* dargestellten Anordnungen werden im Generator rechts Zweiphasenströme erzeugt und vier Wicklungen zugeführt, die auf einem Ring links sitzen. Je zwei gegenüberliegende Wicklungen sind hintereinander geschaltet und werden durch eine Phase gespeist.

Der Läufer ist eine Scheibe *D*, die an entgegengesetzten Seiten abgeschnit-

* Die im Text erwähnten 38 Abbildungen sind die Hinweise für die Lichtbilder zum Vortrag.

ten ist. Tesla betont aber, daß dies für die Entwicklung des Drehmomentes nicht wesentlich ist, denn eine runde Scheibe, wie sie in der Abbildung durch gestrichelte Linien angedeutet ist, wurde ebenfalls in Umdrehungen versetzt. Diese Erscheinung schrieb Tesla einer gewissen Resistenz des Metalles gegen zu schnelle Verschiebung der Kraftlinien durch das Metall zu; das Ergebnis wäre ein die Drehung hervorbringender beständiger Tangentialdruck auf die Scheibe. Wir werden später ja auch auf die Läuferwicklungen von Induktionsmotoren zu sprechen kommen und dann sehen, daß man bei den Bestrebungen, geräuscharme Induktionsmotoren zu bauen, wieder auf solche nutenlose Läufer verfallen ist.

Die hier herangezogenen Patente Teslas wurden von ihm im Jahre 1887 angemeldet und am 1. Mai 1888 vom Patentamt in Amerika erteilt. Es ist oft bemerkt worden, daß wichtige Erfindungen zu einer bestimmten Zeit geradezu in der Luft liegen, das heißt, daß sich gewöhnlich mehrere Erfinder mit ein und demselben Gegenstand befaßten und unabhängig voneinander die gleichen oder doch ähnliche Erfindungen machten. So war es auch bei den mehrphasigen Maschinen. In den Jahren 1887 bis 1889 beschäftigte sich eine ganze Reihe von Technikern und Wissenschaftlern mit der Konstruktion von neuen Wechselstrommotoren. Tesla entwickelte, wie wir schon gesehen haben, seine Zweiphasenmaschinen; unabhängig von ihm arbeiteten aber auch Ferraris, Bradley und Haselwander an Maschinen für Zwei- und Dreiphasensystem. Nicht zu vergessen ist Dolivo-Dobrowolsky, der spätere Chefelektriker der AEG in Berlin, der ebenfalls Wechselströme verschiedener Phasen für den Motorbetrieb verwendete und anfangs 1889 eine kleine, nach einem neuen Wechselstromsystem gebaute Versuchsanlage errichtet hatte. Der Motor war mit einem Kurzschlußanker ausgerüstet, hatte eine Leistung von $^1/_{10}$ PS und den erstaunlich hohen Wirkungsgrad von 80%. Das Bild 2 zeigt diesen Drehstrom-Versuchsmotor der AEG vom Jahre 1889.

Die erste Prüfung des Drehstromsystems auf seine Brauchbarkeit war wohl die berühmte Kraftübertragung von der Stadt Lauffen am Neckar nach Frankfurt am Main, die anläßlich der Elektrotechn. Ausstellung in Frankfurt im Jahre 1891 gebaut wurde. Die Maschinenfabrik Oerlikon stellte in der Anlage von Lauffen einen Drehstromgenerator mit 300 PS auf, der von einer Wasserturbine angetrieben wurde. Dieser Generator (Bild 3) trug eine Wicklung für 50 V. Die Spannung wurde durch einen Transformator auf 15 000 V umgespannt, und mit dieser Spannung wurde die Energie auf der 178 km langen Freileitung übertragen, die aus drei Kupferdrähten von 4 mm Durchmesser bestand. Auf dem Ausstellungsgelände in Frankfurt wurden die 15 000 V auf 100 V heruntertransformiert und u. a. auch einem Motor zugeführt, den das nächste Bild 4 zeigt. Es war ein 100 PS-Drehstrommotor der AEG mit 600 U/min und trieb eine Pumpe an, die einen Wasserfall in Betrieb setzte.

Dieser Motor aus dem Jahre 1891 macht bereits einen neuzeitlichen Eindruck, auch was seine Wicklungen betrifft. Wir sehen deutlich die Ständerwicklung mit den Gabelverbindungen und die Schleifringankerwicklung des Läufers. Und nun können wir uns schon den Wicklungen zuwenden. Während man früher im Ständer entweder Polspulen oder Ringspulen, wie wir sie im Bilde 1 beim Motor von Tesla gesehen haben, oder auch Scheibenspulen verwendete, führte im Jahre 1890 Dobrowolsky die Mantelspulen ein und förderte auch auf diese Weise stark die Entwicklung der Wechselstrommaschinen.

1. Einschichtwicklungen

In Bild 5 sehen wir eine sogenannte Einschichtwicklung mit 12 Mantelspulen, die in 24 Nuten des Ständers eingebettet sind. Die Wicklung ist für vier Pole ausgelegt. Die Spulen in den Nuten 1–8, 2–7, 13–20 und 14–19, die stark ausgezogen sind, bilden in Reihenschaltung den ersten Wicklungsstrang. Der zweite Strang wird durch die Spulen 5–12, 6–11, 17–24 und 18–23 aufgebaut; diese Spulen sind gestrichelt gezeichnet. Der dritte Strang setzt sich aus den Spulen 9–16, 10–15, 21–4 und 22–3 zusammen. In der Zeichnung sind diese Spulen gepunktet nachgezogen. In jeder Nut liegt eine einzige Seite einer Spule. Aus diesem Grunde heißt man eine solche Wicklung eine Einschichtwicklung. Die Spulenseiten 1 und 2 des voll ausgezogenen Wicklungsstranges gehören zum ersten Pol, die Spulenseiten 7, 8 zum zweiten, die Spulenseiten 13 und 14 zum dritten und die Spulenseiten 19 und 20 zum vierten Pol. Wir sehen, daß auf einen Pol je Wicklungsstrang zwei Spulenseiten oder zwei Nuten kommen. Man heißt Wicklungen, bei denen die Zahl der Nuten je Pol und Wicklungsstrang eine ganze Zahl ist, Ganzlochwicklungen. Nun können wir also unsere Wicklung als eine einschichtige Ganzlochwicklung mit 24 Nuten für vier Pole ansprechen.

Die nächsten Bilder zeigen Ihnen einige Maschinenständer mit Einschichtwicklungen. Bild 6 ist der Ständer eines Schlupfreglers; Bild 7 stellt den Ständer einer Drehstrommaschine mit eingelegten Mantelspulen dar; Bild 8 ist ein Ausschnitt aus der Ständerwicklung eines Drehstromgenerators für 865 kVA und 250 UpM; Bild 9 vermittelt einen Blick auf die Bewicklung des Ständers eines Induktionsmotors; Bild 10 zeigt einen bewickelten Ständer eines Turbogenerators mit einer anderen Anordnung der Spulen und ebenso Bild 11.

Soll aber z. B. ein und dasselbe Ständerblech für verschiedene Pol- und Strangzahlen der Ständerwicklung verwendet werden, so ergeben sich für bestimmte Pol- und Strangzahlen Wicklungen, bei denen die Nutenzahl je Pol und Strang keine ganze Zahl, sondern ein Bruch ist. Solche Wicklungen heißt man Bruchloch- oder Teillochwicklungen. Wünscht man z. B. die Umwicklung eines Drehstrom-Induktionsmotors mit 36 Ständernuten und einer synchronen Drehzahl von 1000 UpM, die einer 6poligen Ausführung entspricht, für 750 UpM, also für 8 Pole, so war die ursprüngliche Wicklung eine Ganzlochwicklung mit 38/6.3 = 2 Nuten je Pol und Strang, während die Wicklung für die niedrige Drehzahl 36/8.3 = $1^1/_2$ Nuten je Pol und Strang aufweist.

Solche Bruchlochwicklungen haben aber noch andere Vorteile. Ein Wechselstromgenerator soll eine praktisch sinusförmige Spannungswelle erzeugen. Für die Form der Spannungskurve ist der Verlauf der Erregerfeldkurve maßgebend. Eine sinusförmige Spannung wird in einer Wicklung im allgemeinen nur dann induziert, wenn auch die Feldkurve sinusförmig ist.

Ist die Feldkurve nicht sinusförmig, so kann man sie in eine sinusförmige Grundwelle mit der Periode der Feldkurve und in sinusförmige Oberwellen zerlegen, deren Periodenzahlen ein Vielfaches jener der Grundwelle sind.

Die Grundwelle des Feldes induziert in der Ankerwicklung die Grundwelle der Spannung, die Oberwellen des Feldes erzeugen die Oberwellen der Spannung. Die Größe der induzierten Spannung hängt einerseits von der Stärke des Erregerfeldes und anderseits von der Anordnung der Ankerwicklung ab. Diese Wicklungsanordnung wird unter anderem durch den Wicklungsfaktor gekennzeichnet. Je kleiner der Wicklungsfaktor ist, um so geringer

ist die bei gleicher Feldstärke induzierte Spannung. Wenn es nun gelingt, die Ankerwicklung so anzuordnen, daß der Wicklungsfaktor für die Grundwelle des Feldes oder der Spannung groß ist und die Wicklungsfaktoren für die Oberwellen jedoch im Verhältnis zum Wicklungsfaktor der Grundwelle klein sind, so kommt die Kurve der induzierten Spannung der Sinusform näher als die Feldkurve. Eine solche Ankerwicklung verbessert mithin die Kurvenform der induzierten Spannung.

Bei den Bruchlochwicklungen sind nun die Wicklungsfaktoren der Oberwellen im allgemeinen kleiner als bei Ganzlochwicklungen. Sie eignen sich daher gut zur Verkleinerung der Oberwellen.

Es gibt jedoch auch Oberwellen, die den gleichen Wicklungsfaktor wie die Grundwelle oder Arbeitswelle haben, man nennt sie die Nutenoberwellen oder die Nutharmonischen. Auch diese Nutenoberwellen werden durch Bruchlochwicklungen verkleinert.

Ein Beispiel soll die Richtigkeit dieser Erläuterungen beweisen. In einer Mantelspule einer dreiphasigen Bruchlochwicklung mit 39 Nuten für 4 Pole, also mit $39/4.3 = 3^1/_4$ Nuten je Pol und Strang, wird eine Spannung induziert, die die in Bild 12 gezeigte Kurvenform hat. Man sieht deutlich die Nutenoberwellen. Schaltet man jedoch zwei entsprechende Mantelspulen eines Stranges dieser Wicklung in Reihe, so heben sich die Oberwellen auf und wir erhalten eine fast vollständig glatte Kurve, wie das nächste Bild 13 zeigt.

Ein Beispiel einer dreiphasigen Bruchlochwicklung mit 30 Nuten für 8 Pole, also mit $1^1/_4$ Nuten je Pol und Strang, zeigt das Bild 14; und eine dreiphasige Bruchlochwicklung mit 27 Nuten für 8 Pole, also mit $1^1/_8$ Nuten je Pol und Strang, sieht man im nächsten Bild 15. Hier mußten, um die Wicklung symmetrisch zu machen, drei Nuten unbewickelt bleiben.

2. *Zweischichtwicklungen*

Bei den Zweischichtwicklungen enthalten die Nuten des Ständers oder Ankers je zwei übereinanderliegende Spulenseiten, so daß die Gesamtzahl der Spulenseiten und Spulen doppelt so groß ist wie die Spulenseiten und Spulenzahl einer Einschichtwicklung. Die Spulen werden so eingelegt, daß die eine Seite einer Spule in der einen Nut gegen die Nutöffnung, die andere Spulenseite der gleichen Spule aber in der anderen Nut am Nutengrund zu liegen kommt.

Die zuerst für Stromwendermaschinen verwendete Zweischichtwicklung wurde von Weston im Jahre 1882 zum Patent angemeldet. Das Bild 16 ist eine Wiedergabe der Zweischichtwicklung aus der Patentschrift Westons. Die beiden Schichten der Wicklung sind deutlich voneinander unterschieden. Wenige Jahre später, und zwar im Jahre 1887, wurde die Zweischichtwicklung von Fritsche als Oberflächenwicklung und Zylinderwicklung ausgeführt.

Schon um das Jahr 1900 herum verwendete man Zweischichtwicklungen für die Ständer von Drehstrommaschinen. Diese Wicklungsart ist dann in Europa nicht weiter entwickelt worden, doch hat sie in Amerika Eingang und Verbreitung gefunden. Vor vielleicht 20 Jahren aber wurde sie auch bei uns eingeführt und ist heute wohl die wichtigste Wicklungsform für Wechselstrommaschinen größerer Leistung.

Das Modell eines Ständers mit einer Zweischichtwicklung ist in den Bildern 17 und 18 zu sehen. Hier erkennt man deutlich die Anordnung und Lage dieser

Wicklungsart. Die nächsten Bilder zeigen Ausführungen von zweischichtigen Drehstromwicklungen. In Bild 19 ist der Ständer nur teilweise bewickelt und man sieht hier gut, wie die zwei Schichten in jeder Nut übereinanderliegen und wie die Spulenköpfe angeordnet sind. Die Bilder 20, 21 und 22 stellen die bewickelten Ständer von Turbogeneratoren dar. Die Bilder 23 und 24 zeigen einerseits die Arbeit an der zweischichtigen Drehstromwicklung des Generators für das halbautomatische Wasserkraftwerk Salza der STEWEAG und anderseits den Zusammenbau des Generators. Die Bilder 25 und 26 zeigen das Einlegen der Oberstäbe in den Unterteil des Ständers des Generators für das Tauernkraftwerk Kaprun und das Löten der Wickelkopfverbindungen.

Der Hauptvorteil der Zweischichtwicklungen ist im allgemeinen der, daß sie mit beliebiger Schrittverkürzung oder Sehnung der Spulen ausgeführt werden können.

3. *Gesehnte Wicklungen*

Diese Bemerkung führt uns bereits auf die gesehnten Wicklungen überhaupt. Es bestehen vier Möglichkeiten der Sehnung einer Wicklung, nämlich: die Verkürzung oder Verlängerung der Weite von Spulen bei Zweischichtwicklungen, die Änderung der Zonenbreite, die Zonenverschiebung und die Strangverschachtelung. Alle diese Maßnahmen haben vor allem den Zweck, die Oberwellen in der Spannungskurve zu unterdrücken. Wir wenden uns zuerst der Sehnung der Spulen bei einer zweischichtigen Wicklung zu und betrachten das Bild 27. Die unter a dargestellte Wicklung ist eine normale Zweischichtwicklung mit vier Nuten je Pol und Strang. Jede Spule hat eine Weite, die gleich einer Polteilung, das ist gleich dem Abstande zweier Pole, ist. Eine solche Wicklung nennt man eine Durchmesserwicklung oder eine Wicklung mit Durchmesserspulen. Jedes Rechteck im Bilde 27 versinnbildlicht eine Seite einer Spule. Die Polteilung ist mit τ bezeichnet und umfaßt, wie wir sehen, 12 Nutteilungen. In der Zeichnung d ist die Weite einer Spule um 2 Nutteilungen vergrößert; sie weicht also von der Polteilung ab. Diese Wicklung mit einer Spulenweite, die kleiner oder größer als eine Polteilung ist, ist eine gesehnte Wicklung.

Eine derartige Sehnung ist offenbar nur bei den zweischichtigen Wicklungen möglich. Wie man aber auch eine einschichtige Wicklung sehnen kann, zeigen die Bilder c und d. Hier ist im Bilde c eine gewöhnliche einschichtige Wicklung mit 4 Nuten je Pol und Strang angegeben. In der Abb. d sind die einzelnen Stränge miteinander verschachtelt. Auch dadurch wird eine Unterdrückung von Oberwellen erreicht, und man nennt daher eine solche verschachtelte, einschichtige Wicklung eine gesehnte Einschichtwicklung.

Da wir gerade bei der Strangverschachtelung sind, zeigen wir in Bild e die in b dargestellte gesehnte Zweischichtwicklung auch noch mit einer Strangverschachtelung, so daß diese Wicklung zweifach gesehnt ist.

Ähnlich wie eine Sehnung der Spule einer Zweischichtwicklung wirkt auch die Änderung der Zonenbreiten, die wir im Bilde f finden. Verbinden wir diese Wicklungsanordnung noch mit einer Strangverschachtelung, so erhalten wir das Bild g.

Schließlich erwähnen wir noch die Zonenverschiebung, die z. B. dadurch erreicht werden kann, daß man bei Wicklungen, die aus mehreren sich wieder-

holenden Teilwicklungen bestehen, die entsprechenden Zonen der Teilwicklungen gegeneinander verschiebt. Man kann mehrere dieser Sehnungsmöglichkeiten auf einmal anwenden und erhält auf diese Weise mehrfach gesehnte Wicklungen. Daß dadurch die Möglichkeiten, Oberwellen in der Spannungskurve zu unterdrücken, sich vervielfachen, dürfte einleuchten.

4. Polumschaltbare Wicklungen

Die Drehzahl des Läufers eines Induktionsmotors ist einerseits von der Frequenz des zugeführten Wechselstromes und anderseits von der Polzahl der Maschine abhängig. Ordnet man im Ständer eines Induktionsmotors mehrere Wicklungen mit verschiedenen Polzahlen an oder Wicklungen, deren Polzahlen durch Umschaltung geändert werden können, also polumschaltbare Wicklungen, so kann bei unveränderlicher Primärfrequenz die Drehzahl des Motors stufenweise geregelt werden. Es empfiehlt sich, den Läufer eines solchen Motors als Käfiganker auszubilden, da er für jede Polzahl geeignet ist. Ein Schleifringläufer muß so wie der Ständer mehrere Wicklungen oder polumschaltbare Wicklungen erhalten, was für die Umschaltung während des Betriebes auch eine größere Anzahl von Schleifringen erfordert.

Das Anwendungsgebiet der polumschaltbaren Motoren ist groß; z. B. werden sie für den Antrieb von Pumpen und Gebläsen, Werkzeugmaschinen, Holzbearbeitungsmaschinen, Kranen und Aufzügen verwendet.

Im Ständer eines Motors baut man meistens nicht mehr als drei Wicklungen ein, da für mehr kein Platz für die Stirnverbindungen vorhanden ist. Legt man jede dieser Wicklungen polumschaltbar für zwei Polzahlen aus, so erreicht man insgesamt 6 Drehzahlstufen. Im allgemeinen aber begnügt man sich mit 2 bis 4 Stufen.

Für zwei Drehzahlen im Verhältnis 1 : 1,5 und vor allem 1 : 2 ordnet man meistens eine polumschaltbare Ständerwicklung an; für ein Drehzahlverhältnis 1 : 3 oder mehr aber gewöhnlich zwei getrennte Wicklungen mit den entsprechenden Polzahlen. Drei oder vier Drehzahlen erhält man durch den Einbau von zwei Wicklungen, von denen entweder nur eine oder aber beide polumschaltbar ausgeführt sind. Einen Rollgangsmotor mit dem Polzahlverhältnis 1 : 2 sehen wir in Bild 28.

Auch bei verschiedenen Antrieben, die mit Synchronmaschinen arbeiten, werden verschiedene Drehzahlen bei gleicher Netzfrequenz manchmal verlangt. In einem solchen Falle muß auch die Synchronmaschine polumschaltbar ausgeführt werden. Wir werden später ein Beispiel dafür kennenlernen.

Obwohl, wie schon gesagt wurde, im allgemeinen nur die im Verhältnis 1 : 2 polumschaltbaren Wicklungen, gegebenenfalls in Verbindung mit einer zweiten Wicklung gebaut werden, so sind doch unglaublich viel Erfindungsgedanken und Entwicklungsarbeit auf die Ausbildung von Wicklungen angewendet worden, die auch für andere Polzahlverhältnisse umschaltbar sind. So kennt man polumschaltbare Wicklungen mit den Polzahlverhältnissen 2 : 3, 3 : 4, 4 : 5, 5 : 6, 6 : 7, 1 : 3, 1 : n ($n > 3$), 2 : 5, 9 : 11 usw. Aber auch polumschaltbare Wicklungen für mehr als zwei Polzahlen wurden ersonnen, z. B. Drehstromwicklungen mit drei Polzahlen im Verhältnis 1 : 2 : 3, 1 : 2 : 4, 2 : 3 : 4, 2 : 3 : 6, 3 : 4 : 6; weiters für mehr als drei Polzahlen, z. B. 1 : 3 : 5 : 7 : 9, 1 : 2 : 3 : 4, 1 : 2 : 3 : 6, 1 : 2 : 3 : 6 : 10, 2 : 3 : 4 : 6, 2 : 3 : 4 : 6 : 12, 2 : 4 : 6 : 7, 3 : 4 : 5 : 6 usw.

Erstaunlich sind die polumschaltbaren Wicklungen mit Polzahlen, die unter

anderen auch ungerade oder sogar nicht ganz sind. Eine polumschaltbare Drehstromwicklung mit 5 Polzahlen im Verhältnis 6 : 6, 85 : 8 : 9, 6 : 12 zeigt Bild 29. Es ist schade, daß auf die Theorie dieser Wicklungen mit unganzen Polzahlen nicht näher eingegangen werden kann.

Ebenso muß leider auf eine Erörterung der polumschaltbaren Wicklungen für Vielphasenspeisung und der Motoren mit innerer Kaskadenschaltung verzichtet werden.

Bemerkenswert sind die um 1940 entwickelten polumschaltbaren Synchronmaschinen für Wasserkraftanlagen.

Die grundsätzliche Anordnung der Pole von Schenkelpolmaschinen für Umschaltungen im Verhältnis 1 : 2, 1 : 3 und 2 : 3 sehen wir im Bilde 30. Für die hohe Drehzahl werden aufeinanderfolgende Pole magnetisch parallel geschaltet. In der Mitte der großen Polteilung entsteht nach Bild 31 eine Feldlücke bei der auf die kleine Polzahl umgeschalteten Maschine. Doch gelingt es, durch mehrfach gesehnte Bruchlochwicklungen im Ständer auch bei der kleinen Polzahl sinusförmige Spannungen zu erhalten, die denen von normalen Maschinen gleicher Größe nicht nachstehen. Diese mehrfach gesehnten, polumschaltbaren Bruchlochwicklungen sind ein Schulbeispiel dafür, was man mit Hilfe einer gut gewählten Wicklungsanordnung alles erreichen kann und welche Höhe die Theorie der Wicklungen erklommen hat.

5. Läuferwicklungen

Beim Induktionsmotor, wie ihn Tesla in seiner Patentschrift vom Jahre 1888 angegeben hat, war der Läufer, wie wir gesehen haben, eine Scheibe. Ein solcher Motor mit einem nutenlosen Volleisenläufer entwickelt nur ein sehr schwaches Drehmoment. Man hat daher auch den Läufer mit Wicklungen versehen, und zwar rüstet man ihn entweder mit einer den Ständerwicklungen ähnlichen Wicklung aus und führt diese zu Schleifringen, an die beim Anlauf Widerstände angeschlossen werden (Abb. 32). Wir haben es dann mit einem Schleifringankermotor zu tun. Oder man legt in den Läufer eine Käfigwicklung, wie sie Abb. 33 zeigt. Zur Verbesserung der Anlaufeigenschaften hat man um das Jahr 1916 herum die Käfigwicklungen mit hohen Stäben entwickelt (Bild 34), und viel früher, schon 1893, Läufer mit einem Doppelkäfig nach Bild 35 gebaut. Abarten von solchen Doppelkäfigläufern zeigt das Bild 36. Einen ausgeführten Doppelkäfiganker sehen wir in Bild 37. Es wäre verlockend, noch auf verschiedene Bauarten der Läufer von Induktionsmotoren einzugehen, z. B. auf die Staffelläufer (Abb. 38) usw., doch würde das viel zu weit führen.

6. Rückblick und Ausblick

Die Theorie und Technik der Wicklungen elektrischer Maschinen haben sich in den letzten sieben Jahrzehnten von primitiven Anfängen zu einer Höhe entwickelt, die annehmen läßt, daß eine weitere wesentliche Ausgestaltung kaum mehr zu erwarten ist. Die Arbeit, die auf die Ausbildung der Wicklungen verwendet wurde, war eine europäische Gemeinschaftsarbeit. An der Spitze stehen deutsche Elektrotechniker, wie Prof. Arnold und Prof. Richter, die einerseits die Theorie der Wicklungen begründet und anderseits stark gefördert haben. Eine lange Reihe von deutschen Fachleuten haben wertvolle Beiträge geliefert; es seien hier nur die Namen Kunoth, Tittel, Trassl,

Weinert, Krebs und Liwschitz genannt. Von den Franzosen sind Marius Latour und Henry de Pistoye zu erwähnen, von den Engländern Tingley und Creedy, von den Italienern Pestarini. Aus der Tschechoslowakei stammten Kauders und Prof. Novak und aus Dänemark Schack-Nielsen.

Das Gebiet der Wicklungen elektrischer Maschinen ist ausgereift: es ist hier Herbst geworden und, wenn man überhaupt eine Voraussage wagen darf, so kann man nur mehr ein stilles Reifen erwarten.

Moderne Methoden magnetischer Messungen an Elektroblechen

Von

K. M. Koch

Dozent an der Technischen Hochschule, Wien

Mit 12 Abbildungen

Als in den 90er-Jahren des vorigen Jahrhunderts, auf Grund der Ideen von Nikola Tesla, zum Teil auch in engerer Zusammenarbeit mit ihm, die ersten Versuche zur elektrischen Energieübertragung auf größere Distanzen unter Zwischenschaltung von Transformatoren unternommen wurden, mußten die Eisenkerne dieser Transformatoren und der Maschinen noch aus gewöhnlichem Walzblech aus kohlenstoffhältigem Weicheisen hergestellt werden, wobei die Magnetisierungsverluste in der Größenordnung von mehr als 10 Watt pro kg (bei einer Maximalinduktion von 15 KG) gelegen waren. Die Verwendung des silizierten Eisens, das heute die Starkstromtechnik beherrscht, hat erst mit der Jahrhundertwende eingesetzt. Seither hat sich die Beherrschung der Materialeigenschaften in ungeahnter Weise entwickelt, man ist bei den besten Siliziumblechen mit Vorzugsrichtung auf weniger als 1,5 Watt/kg heruntergekommen. Mit dieser Entwicklung sind aber auch die Ansprüche hinsichtlich der laufenden Kontrolle der magnetischen Eigenschaften immer mehr angestiegen, so daß es wohl gerechtfertigt sein dürfte, im Rahmen dieses Kongresses auch über das Thema der magnetischen Messungen an Dynamo- und Transformatorblechen zu sprechen.

I. Die statischen Kenngrößen der magnetischen Werkstoffe

Bekanntlich ist jedes magnetische Material, das sehr langsamen Änderungen der seinen Zustand bestimmenden Größen ausgesetzt ist, vor allem durch den Zusammenhang zwischen dem magnetisierenden Feld H und der als magnetisches Moment pro Volumseinheit definierten „Magnetisierung" gekennzeichnet, ein Zusammenhang, der durch die „Hysteresiskurve" dargestellt wird. Der Elektrotechniker verwendet an Stelle der Magnetisierung lieber die „Induktion" B, die mit der Magnetisierung durch die Beziehung

$$B = H + 4\pi M \tag{1}$$

verknüpft ist, vor allem deshalb, weil ihr zeitlicher Differentialquotient die für ihn wichtigen Induktionsspannungen bestimmt. Die amerikanischen Autoren verwenden vielfach auch die Größe $B - H = 4\pi M$, die „innere" Induktion,

als Materialkonstante. Man weiß ferner, daß das zwischen zwei Zuständen des Materials genommene Integral $\int_1^2 H\,dM$ bzw. $\int_1^2 H\,dB$ einer Arbeit entspricht und daß insbesondere das über die ganze Hysteresiskurve erstreckte Integral

$$\oint H\,dM = \frac{1}{4\pi}\oint H\,dB \qquad (2)$$

die bei einem geschlossenen Magnetisierungszyklus irreversibel in Wärme umgewandelte Energie ist. Dieser Ummagnetisierungs- oder „Hysteresisverlust", dessen tiefere physikalische Ursachen eigentlich nicht ganz restlos geklärt sind, wird nach Gl. (2) durch die Fläche der Hysteresiskurve dargestellt.

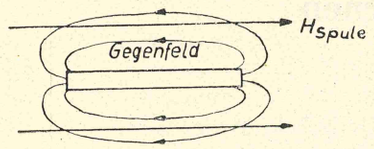


Abb. 1

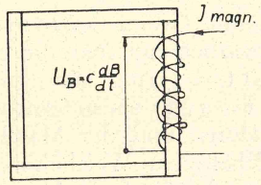


Abb. 2

Da die magnetisierten Werkstoffe unter normalen Umständen, d. h. wenn es sich um isolierte Stäbe, Streifen oder Platten handelt, bei ihrer Magnetisierung ein Gegenfeld ausbilden (Abb. 1), das dem Betrag ihrer Magnetisierung proportional ist, muß die Magnetisierungskurve, um eine eindeutige Charakteristik des Werkstoffes darzustellen, stets auf die „wahre", „wirksame" oder „innere" Feldstärke bezogen werden, die aus der durch die Magnetisierungsspule erzeugten „Spulenfeldstärke" durch die Beziehung

$$H_i = H_{Spule} - N\,M \qquad (3)$$

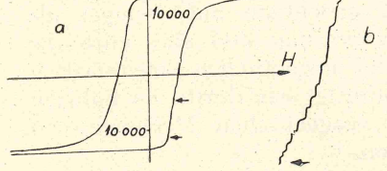


Abb 3

hervorgeht. Der das Gegenfeld bestimmende Faktor N, der „Entmagnetisierungsfaktor", hängt von der geometrischen Form des Versuchskörpers ab und kann für einfache Formen, Kugel, Rotationsellipsoid, unendlich langer Zylinder, theoretisch berechnet werden. Die Messung wird aber wesentlich vereinfacht, wenn man das Auftreten eines Gegenfeldes von vornherein verhindert, indem man den Versuchskörper in die Form eines geschlossenen Ringes bringt. In einer für praktische Zwecke ausreichenden Annäherung lassen sich die dem geschlossenen Ring entsprechenden Verhältnisse noch durch eine quadratische Anordnung verwirklichen, wie sie in dem bekannten Epstein-Apparat vorliegt (Abb. 2). Man schneidet aus dem zu untersuchenden Blech Streifen von 50 cm Länge und 3 cm Breite und bildet daraus vier Pakete von ungefähr quadratischem Querschnitt, die in die Magnetisierungsspulen eingeführt und dann zu einem Quadrat zusammengefügt werden. Unterhalb der Magnetfeldwicklung sind auf den gleichen Spulenkörpern die Wicklungen zur Messung der Induktion aufgebracht. Man geht so vor, daß man die Stärke des Magnetisierungsstromes stufenweise steigert bzw. reduziert, bei jeder Stufe ballistisch

oder mit einem Fluxmeter die entsprechende Änderung der Induktion bestimmt und so die Magnetisierungskurve Punkt für Punkt ermittelt. Abgesehen von dem, verhältnismäßig leicht durch einen Korrekturfaktor zu berücksichtigenden Umstand, daß die Stoßstellen außerhalb der Feldspulen liegen und die wirksame Feldstärke daher kleiner ist, als der Zahl der Amperewindungen pro cm entspricht, wirkt sich der Einfluß der an den Stoßstellen auftretenden Streuung dadurch störend aus, daß die Magnetisierung in den einzelnen Paketen von der Mitte gegen die Enden abnimmt.

Durch einen Kunstgriff läßt sich die Rückstellkraft eines Drehspulensystems vollständig kompensieren und eine Anordnung gewinnen, die bei nicht zu schneller, aber stetiger Änderung der Feldstärke eine selbsttätige Aufzeichnung der Hysteresiskurve erlaubt. Der Kunstgriff besteht darin, daß man ein vom Spiegel des Drehspulensystems reflektiertes Lichtbündel über eine Keilblende auf eine Photozelle fallen läßt, so daß ein dem Ausschlag des Systems proportionaler Photostrom entsteht. Diesen leitet man, nach entsprechender Regelung, auf eine zweite Wicklung der Drehspule und kann so erreichen, daß jeder, durch einen Stromstoß bewirkte Ausschlag so lange konstant erhalten bleibt, bis ein neuer Stromstoß ihn vergrößert oder verkleinert. Auf diese Weise wird der Ausschlag in jedem Augenblick dem Stromintegral, in unserem Fall also der Induktion, proportional. Koppelt man nun in geeigneter Weise mit dem Regulierwiderstand für den Magnetisierungsstrom ein lichtempfindliches Koordinatenpapier und läßt den vom Spiegel des Drehspulensystems kommenden Lichtstrahl so darauf auffallen, daß seine Ablenkrichtung senkrecht zur Bewegungsrichtung des Papiers liegt, so erhält man eine selbsttätige Aufzeichnung der Hysteresiskurve. Einen Maßstab für die Leistungsfähigkeit eines solchen Hysteresigraphen gibt die Abb. 3, in der man auf dem steilen Teil der Kurve [in (3 b) vergrößert] deutlich die treppenförmigen Unstetigkeiten des Magnetisierungsprozesses erkennt, die den sogenannten Barkhausensprüngen entsprechen.

II. Die magnetischen Werkstoffe im Wechselfeld

Bringen wir einen magnetischen Werkstoff in ein Wechselfeld, so treten neben gewissen Trägheitseffekten (Nachwirkungserscheinungen), die hier nicht weiter behandelt werden sollen, vor allem Induktionsströme, die sogenannten Wirbelströme, auf, die in zweifacher Hinsicht von Wichtigkeit sind. Erstens schwächen sie das magnetisierende Feld, und zwar so, daß dieses mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche des Probekörpers annähernd exponentiell abnimmt. Dieser, durch die Eindringtiefe des Feldes gekennzeichnete Effekt, ist bei den Trafoblechen zu vernachlässigen, weil die Dicke dieser Bleche so gewählt wird, daß wir noch mit einer annähernd homogenen Magnetisierung rechnen dürfen. Zweitens aber erzeugen die Wirbelströme Joulesche Wärme; der äquivalente Energiebetrag muß vom Magnetisierungsstromkreis aufgebracht werden. Für den einfachen Fall eines dünnen, in Längs- und Querrichtung unendlich ausgedehnten Bleches lassen sich diese „Wirbelstromverluste" unter der Annahme konstanter Permeabilität berechnen, man erhält

$$Q = \frac{\pi^2\,d^2\,B^2\,f^2}{6\,\varrho} \qquad \text{Erg/cm}^3\text{/Sek}, \qquad (4)$$

die Verluste sind demnach dem Quadrat des Scheitelwertes der Induktion und

dem der Frequenz proportional. Man kann demnach leicht abschätzen, daß beim Auftreten von Oberwellen die Induktion mit einem etwas höheren Exponenten wirksam sein wird.

Vom energetischen Standpunkt aus gesehen ist es nun ganz klar, daß eine Messung der Leistung im Magnetisierungsstromkreis die Summe aller Verlustleistungen, also, abgesehen von den Kupferverlusten in den Magnetfeldspulen, die Hysteresis- und die Wirbelstromverluste gemeinsam ergibt. Das gilt für die wattmetrische Messung, wie sie vorwiegend mit Hilfe des „Epstein" ausgeführt wird. Etwas unklarer werden auf den ersten Blick die Zusammenhänge, wenn man nach den später zu besprechenden Verfahren die $B\,(H)$-Kurve aufnimmt und aus ihrer Fläche die Magnetisierungsverluste bestimmt. Daß auch in diesem Fall in der Fläche der $B\,(H)$-Kurve die Wirbelstromverluste enthalten sind, macht man sich am besten so klar, daß man den Eisenkern mit seiner spezifischen Leitfähigkeit durch einen magnetischen Kern mit der Leitfähigkeit Null und einen unmagnetischen Mantel von endlicher Leitfähigkeit ersetzt. In diesem Fall liefert der magnetische Kern eine normale Hysteresiskurve, die bei den für unsere Trafobleche geltenden Bedingungen von den Wirbelströmen unbeeinflußt bleibt; aber auch der unmagnetische Mantel liefert für sich allein eine elliptische „Quasihysteresiskurve", die der Phasenverschiebung zwischen dem Spulenfeld und dem Feld des im Mantel induzierten Stromes entspricht, und, wie man leicht durch Rechnung bestätigt, der vom Induktionsstrom erzeugten Jouleschen Wärme proportional ist. Die tatsächlich beobachtete $B\,(H)$-Kurve geht aus der Addition der Ordinaten der eigentlichen und der Quasihysteresiskurve hervor, ihre Fläche ist somit der Summe der Verluste proportional.

Die vom Werkstoffphysiker gewünschte Trennung der Verluste in die eigentlichen Ummagnetisierungs- und die Wirbelstromverluste ist durchführbar, solange wir an der Frequenzunabhängigkeit der Hysteresisverluste festhalten. Dann genügt es, die Gesamtverluste in Abhängigkeit von der Frequenz in einem etwas größeren Frequenzbereich festzustellen und auf die Frequenz Null zu extrapolieren. Die so erhaltenen Werte sollten mit den statisch ermittelten übereinstimmen. Daß sie dies nur annähernd tun, liegt eben daran, daß die gemachten Voraussetzungen: Frequenzunabhängigkeit der Hysteresisverluste, Unabhängigkeit der Hysteresisverluste von den Wirbelströmen, nicht zutreffen.

III. Die Messung der Magnetisierungsverluste mit dem „Epstein"

Die unmittelbare wattmetrische Messung der Eisenverluste setzt wegen der Empfindlichkeitsgrenze der Wattmeter ziemlich bedeutende Probemengen voraus, es kommen daher für diese Methode nur Anordnungen wie der Epstein-Apparat in Betracht. Zu den schon bei den statischen Messungen angeführten Fehlerquellen des Epstein kommt bei der Messung der Wechselstrommagnetisierungsverluste noch der Umstand hinzu, daß wir bei der Einstellung auf den gewünschten Wert der Scheitelinduktion, z. B. 10 KG, einen Mittelwert über den größeren Teil der Schenkellänge einstellen, der aber infolge der Streuung an den Stoßstellen in der Mitte der Pakete nicht unbeträchtlich überschritten wird. Durch diesen Umstand werden also etwas höhere Verluste gemessen, als dem Mittelwert der Induktion entsprechen würde. Dagegen kommt der Epstein wegen seines großen Eisenquerschnittes einer anderen Forderung zur Gewinnung eindeutiger Verlustangaben entgegen: er begünstigt, zumindest

bei nicht zu hohen Induktionswerten, einen sinusförmigen zeitlichen Verlauf der Induktion.

Worauf es hier ankommt, erkennen wir sofort, wenn wir den Probentransformator durch eine Serienschaltung einer reinen Induktivität und eines Ohmschen Widerstandes ersetzen und an einen, der Einfachheit halber widerstandsfrei angenommenen Generator mit streng sinusförmiger Wechselspannung u_G angeschlossen denken. Beim Strom i erhalten wir eine Gegenspannung

$$u_R + u_L = R \cdot i + L \cdot di/dt = u_G. \tag{5}$$

Wir sehen sofort ein, daß der Strom unter normalen Umständen keinen sinusförmigen Verlauf aufweisen kann, weil beim Durchlaufen der Hysteresiskurve die Induktivität ihren Wert periodisch, aber nicht sinusförmig, ändert. Würde aber die Änderung von L und i so verlaufen, daß $L \cdot di/dt$ eine Sinusfunktion der Zeit wird, so wäre zwangsläufig $R \cdot i$ keine Sinusfunktion, die Gl. (5) somit nicht erfüllbar. Verschwindet aber der Ohmsche Widerstand gegenüber dem induktiven, dann kann der dargelegte Ausgleich zwischen der Verzerrung in $L\,(t)$ und $i\,(t)$ stattfinden, d. h. die an den Enden der Magnetisierungsspule auftretende Gegenspannung wird sinusförmig. Da diese Spannung aber auf der anderen Seite proportional dB/dt ist, wird auch $B\,(t)$ sinusförmig. Das ist aus zwei Gründen anzustreben: einerseits, weil es den konkreten Betriebsbedingungen eines Leistungstransformators entspricht und anderseits, weil nur bei Oberwellenfreiheit der Induktion die Verluste eine eindeutige Funktion von B_{max} sind. Das liegt in erster Linie an der Frequenzabhängigkeit der Wirbelstromverluste, möglicherweise aber auch an einer, noch ungeklärten, Abhängigkeit der Hysteresisverluste von der Kurvenform.

Enthält der Magnetisierungskreis auch Streuinduktivitäten, als solche sind auch Teile der Feldspulen, die von einem Luftfluß durchsetzt werden, aufzufassen, so kommt in der Gl. (5) noch ein Glied $L' \cdot di/dt$ dazu, wobei aber L' von i unabhängig ist. Dieses Glied muß daher, um einen sinusförmigen Verlauf von B zu ermöglichen, gleichfalls sehr klein werden. Beide Bedingungen, kleiner Ohmscher Widerstand und kleine Streuinduktivität, sind beim „Epstein" recht gut erfüllt, ein Vorzug, der seine Nachteile zum Teil aufwiegt.

Man hat sich in letzter Zeit bemüht, den großen Materialverbrauch bei der Epstein-Messung durch eine Verkleinerung der Ausmaße zu vermindern. Die damit verbundene Verkleinerung der Meßspannungen zwingt zur Anwendung von Verstärkern, außerdem wird bei einer Reduktion der Streifenmaße der Einfluß der Schnittkanten immer schwerwiegender. Auf diesem Wege dürften daher kaum Resultate zu erzielen sein, die den später zu besprechenden, mit zerstörungsfreien Methoden erzielten, überlegen sind.

IV. Verlustmessung mit dem Vektormesser

Einen sehr bedeutenden Fortschritt in der Technik der magnetischen Messungen an Elektroblechen haben die elektromechanischen Gleichrichter gebracht, deren Entwicklung bei den Firmen AEG und Siemens & Halske schon vor etlichen 20 Jahren eingesetzt hat und die heute einen gewissen Abschluß erreicht zu haben scheint. Zur Zeit erzeugt die AEG-Union in Berlin-Reinickendorf einen derartigen Gleichrichter („Vektormesser") mit rotierendem Antrieb, das Wernerwerk für Meßtechnik von Siemens & Halske in Karlsruhe

einen solchen mit Schwingfederantrieb. In beiden Fällen wird durch einen im Rhythmus der Wechselfrequenz bewegten Kontakt die zu messende Spannung periodisch zu einem relativ zur Phase des Antriebs verschiebbaren Zeitpunkt τ an ein Gleichstrommeßinstrument angeschlossen und im Normalfall jeweils nach einer Halbperiode wieder abgeschaltet. (Beim Vektormesser der AEG ist auch das Schaltintervall noch zwischen 0 und 360° verstellbar.) Der Ausschlag des Gleichstrominstrumentes ist dem über die Einschaltzeit erstreckten Stromintegral bzw., da die Widerstände im Kreis konstant sind, dem Spannungsintegral $\int u \cdot dt$ proportional. Ist nun die Spannung ihrerseits, wie eben an den Enden der Wicklung zur Messung der Induktion beim Epstein oder ähnlichen Anordnungen, dem zeitlichen Differentialquotienten von B proportional, so ergibt sich für den Ausschlag α die Beziehung

$$\alpha = \text{const} \int_{\tau}^{\tau+180} u\,dt = \text{const} \int_{\tau}^{\tau+180} dB = \text{const}\,(B_{\tau+180} - B_{\tau}). \tag{6}$$

Ist nun weiters die $B(t)$-Kurve, was in den uns interessierenden Fällen zutrifft, eine periodische Funktion von der gleichen Frequenz wie die Umlauffrequenz des Vektormessers und frei von geradzahligen Oberwellen, so ist

$$B_{\tau+180} = -B_{\tau} \tag{7}$$

und somit

$$\alpha = 2\,\text{const}\,B_{\tau}.$$

Die Schaltphase τ ist beim Vektormesser der AEG mechanisch, durch die Verstellung der Kontaktfeder relativ zu der mit der Achse des Synchronmotors umlaufenden, stiftförmigen Schaltnocke (Abb. 4) von 0 bis 360° einstellbar, beim

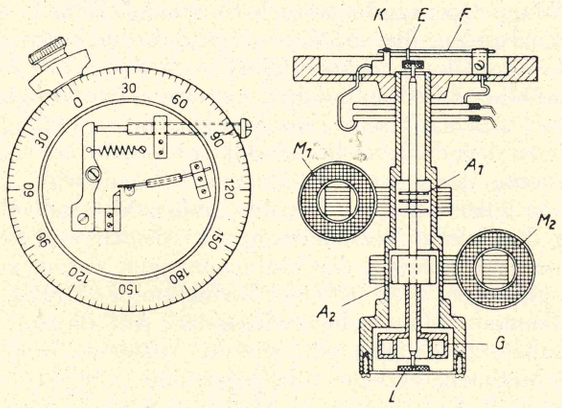


Abb. 4

Schwinggleichrichter von Siemens & Halske durch Phasenverschiebung des den Antrieb bewirkenden Stromes. Wir können somit nach Gl. (7) punktweise die Induktion als Funktion des Einstellwinkels des Vektormessers ermitteln. Zur Ermittlung des Feldes als Funktion von τ müssen wir an geeigneter Stelle (darüber soll weiter unten Genaueres gesagt werden) eine Meßspule anbringen, die vom Feld durchflutet wird und so eine Spannung erzeugt, die dH/dt proportional ist. Vorteilhaft ist es natürlich, bei gegebener Stellung der Schaltphase

von der B- auf die H-Messung umzuschalten, dann erhalten wir sofort die zueinandergehörigen Werte von B und H, können somit die Magnetisierungskurve punktweise mit großer Genauigkeit aufnehmen. Die von der Kurve umschlossene Fläche gibt uns dann die gesamten Verluste (Hysteresis- und Wirbelstromverluste) pro Zyklus. Sie kann durch mechanische Planimetrierung bestimmt oder aus den Koordinaten der einzelnen Meßpunkte nach der Simpsonschen Regel berechnet werden. Sowohl von der AEG als auch von Siemens & Halske werden Kunstgriffe angegeben, durch die sich mit einer für praktische Zwecke ausreichenden Genauigkeit die Ablesung auf einige Punkte reduzieren läßt, so daß die gesamte Verlustmessung einschließlich der Rechenarbeit in einigen Minuten pro Probe erledigt werden kann.

Gegenüber der wattmetrischen Methode liegt der Vorteil des Vektormessers in seiner wesentlich größeren Empfindlichkeit, die durch die Verwendung eines Gleichstrominstrumentes bedingt ist. Wir können also, ohne Zuhilfenahme von Verstärkern, mit kleineren Probemengen das Auslangen finden. Grundsätzlich kann man natürlich auch mit einer dem Epstein analogen Anordnung der Probe arbeiten, nur muß entweder eine eigene Feldmeßwicklung angebracht werden, was noch zusätzlich eine bedeutende Verbesserung der Meßbedingungen mit sich bringt, oder man muß H indirekt, indem man den Magnetisierungsstrom durch eine Gegeninduktivität schickt, messen. Die erhöhte Empfindlichkeit des Vektormessers erlaubt aber auch die Durchführung der Messung an verschieden konstruierten Jochanordnungen, die im nächsten Abschnitt besprochen werden sollen. Diese Anordnungen sind alle unter dem gemeinsamen Gesichtspunkt entwickelt, dem Meßgerät die H und B zugeordneten Spannungen mit möglichst großer Genauigkeit und unter genau definierten Bedingungen zuzuführen. Welche Probleme dabei auftreten und zu welchen Lösungen man gelangt, soll im nächsten Abschnitt an Hand der einzelnen Anordnungen dargelegt werden.

V. Die Jochanordnungen

a) Der verbesserte „Epstein"

Die erhöhte Empfindlichkeit des Vektormessers würde es erlauben, die Versuchsbedingungen am Epstein wesentlich zu verbessern. Indem man die Induktionsmeßwicklung auf den mittleren Teil des Schenkels beschränkt, kann man der Abnahme der Induktion gegen die Enden Rechnung tragen. Zur Feldmessung kann, nach dem Satz von der Stetigkeit der Tangentialkomponente von H, das Feld an der Oberfläche des Probenpakets, und auch hier wieder auf den mittleren Teil beschränkt, herangezogen werden. Die hiefür geeignetste Lösung ist die: Man legt um den mittleren Teil des Schenkels zwei konzentrische Wicklungen von gleicher Windungszahl in kleinem Abstand und schaltet sie gegeneinander. Die an den Enden dieser Wicklung auftretende Spannung entspricht dem Fluß durch den schmalen und fast an der Oberfläche der Probe liegenden Zwischenraum. Die $B(H)$-Kurve, die der Vektormesser in diesem Falle liefert, gibt die Verluste in dem von den Meßspulen, vor allem von der H-Spule begrenzten Teil der Probe, ohne Rücksicht auf die Verhältnisse in dem übrigen Teil des Schenkels und an den Stoßstellen, sofern nicht irgendwelche Streufelder auf die Meßspulen wirken. Man kann unter diesen Umständen die übrigen drei Schenkel des Epstein aus einem beliebigen Material mittlerer

Güte herstellen, da sie nur zur Homogenisierung der Magnetisierung in dem von den Meßspulen erfaßten Teil des einen Schenkels, eventuell zur Scherung der B (H)-Kurve, beitragen, aber nicht zu den Verlusten. Man erspart so 75% des Materials und hat trotzdem korrektere Meßbedingungen wie im Epstein alter Bauart.

b) Das „Streifenjoch"

Vom „Epstein" mit einem Meßschenkel ist nur ein Schritt zu einem „Streifenjoch", bei dem die Anzahl der zur Messung herangezogenen Blechstreifen von 1 bis rund 10 variieren kann (Abb. 5). Da in diesem Fall der Querschnitt des eigentlichen, den magnetischen Schluß herstellenden Joches ein Vielfaches des Probenquerschnitts ist, kann auf die Aufbringung von Magnetisierungswicklungen an diesem Teil verzichtet werden, um so mehr, als ja die Feldmessung nicht aus dem Strom, sondern aus der Tangentialkomponente erfolgt, also eine eventuelle Scherung schon berücksichtigt. Schwierigkeiten entstehen bei dieser Anordnung erstens bei der *B-Messung* wegen des geringen Eisenquerschnittes, weil dadurch der unvermeidliche Luftfluß durch die Meßspule größeren Anteil an der Meßspannung bekommt. Diese Fehlerquelle kann durch Kompensationswicklungen, die nur der Luftfluß durchsetzt, weitgehend reduziert werden. Daß in diesem Fall unter Umständen anstatt B die Größe B–H in die Messung eingeht, spielt für die Messung der Verluste keine Rolle; bei den sonstigen Daten ist der Fehler wegen der hohen Permeabilität der Bleche relativ gering. Bedeutend größer sind die Schwierigkeiten bei der Messung des H, das ja eben wegen der hohen Permeabilität nur kleine Werte hat, so daß wir mit der Forderung, die Meßspule möglichst knapp an die Oberfläche des Bleches heranzubringen und ihren Querschnitt so klein wie möglich zu halten, in Widerstreit geraten. Aus diesem Dilemma haben mehrere Konstrukteure den Ausweg gefunden, daß sie das Feld in dem Raum zwischen zwei parallelen Einzelblechen oder Blechpaketen messen. Die von beiden Enden ausgehenden Streufelder überlagern sich in diesem Fall mit dem Spulenfeld so, daß in der Mitte ein ziemlich homogenes Feld entsteht und der Querschnitt der Feldmeßspule groß genug gemacht werden kann, um ausreichende Meßspannungen zu erhalten. Bedenklich wird dieses, von der AEG und von Siemens & Halske angewendete Prinzip nur dann, wenn die einzelnen Bleche in ihren Magnetisierungskurven stärkere Abweichungen zeigen und die stark verzerrten Gegenfelder in unübersichtlicher Form sich zeitlich und räumlich überlagern. Die von uns angestrebte Entwicklung geht daher eher dahin, die Verteilung des Feldes so zu gestalten, daß an einem Einzelblech oder einem geschlossenen Paket gemessen werden kann.

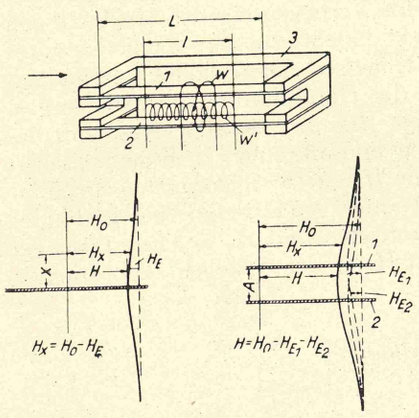


Abb. 5

c) Ganztafeljoche

Aus begreiflichen wirtschaftlichen und technischen Gründen ist man in letzter Zeit ganz besonders darum bemüht, Messungen an unzerstörten Ganztafeln durchzuführen. Eine eingehende Prüfung zeigt, daß solche Messungen bei nicht allzu großer Streuung der magnetischen Daten innerhalb einer einzelnen Blechtafel ohne größere Schwierigkeiten ausführbar sind, und zwar sowohl in der Form, daß man tatsächlich die ganze Tafel zur Gewinnung der Meßwerte heranzieht, als auch bei der Beschränkung der Messung auf kleinere Teilgebiete der Tafel, die man durch geeignete Führung des magnetischen Flusses abgrenzt. Man kann ohne weiteres eine ganze Tafel in eine Magnetisierungsspule von entsprechenden Ausmaßen einführen, durch ein Joch von kleinem magnetischen Widerstand (auch durch eine Unterteilung der Magnetisierungswicklung der Länge nach in mehrere parallel geschaltete Wicklungen: „Schubwicklungen") eine möglichst homogene Magnetisierung der Tafel bewirken und dann mit einer das Blech umfassenden Wicklung die Induktion, mit einer an der Oberfläche der Tafel liegenden Wicklung die Feldstärke ermitteln. Einige Schwierigkeiten bereitet höchstens die Unterbringung der Meßspulen in dem Querschnitt der Feldspule, der dem des Bleches möglichst eng angepaßt werden muß, damit das Streufeld klein bleibt, das sonst den Oberwellenanteil von B vergrößert. Dagegen ist der magnetische Kontakt des Joches mit der Tafel nicht sehr kritisch; wir konnten uns überzeugen, daß ein aus wenigen Blechtafeln nach Abb. 6 geschichtetes Joch seinen Zweck voll erfüllt.

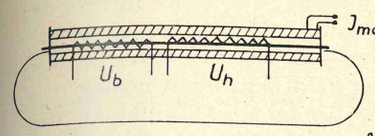


Abb. 6

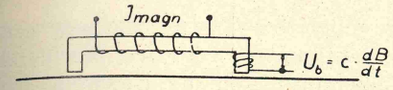


Abb. 7

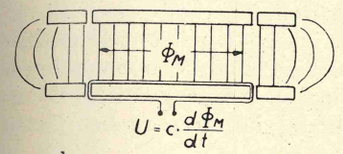


Abb. 8

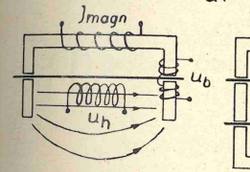


Abb. 9

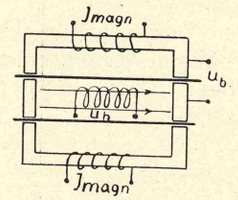


Abb. 10

Bequemer in der Handhabung und bei sorgfältiger Ausführung auch in der Definiertheit der Versuchsbedingungen überlegen ist dagegen die zweite Methode, bei der nur ein begrenztes Gebiet der Blechtafel magnetisiert und zur Messung herangezogen wird. Die einfachste Verwirklichung dieser Methode ist das Anlegejoch der AEG-Berlin, das Abb. 7 schematisch zeigt. Ein flach U-förmiges Joch trägt die Magnetisierungswicklung, beim Auflegen auf die Blechtafel schließt sich der magnetische Kreis, dessen größter Widerstand im Blech liegt, so daß der größte Teil der Amperewindungen zur Magnetisierung der im Blech gelegenen Strecke verwendet wird. Man kann demnach näherungsweise den Magnetisierungsstrom als Maß für die wirksame Feldstärke verwenden. Die Induktion im Blech erhält man auf Grund der Konstanz des Flusses durch die an den Enden einer um den Schenkel, möglichst knapp an der Berührungsstelle mit dem Blech, gewickelten Spule induzierten Spannung. Es ist

leicht zu sehen, welche Umstände die Genauigkeit dieses – für gröbere Vergleichszwecke sicherlich sehr geeigneten – Verfahrens beeinträchtigen und wie man sie beheben kann.

Das Ganztafeljoch von Siemens & Halske vermeidet den Einfluß der seitlichen Ausbreitung des magnetischen Flusses an den Enden des Joches (Abb. 8), indem man die Wicklung zur Messung von B nur auf dem mittleren Teil des Schenkels aufbringt, wo die Flußlinien im Blech parallel verlaufen. Der Streufluß, der unterhalb des Joches aus dem Blech austritt, ließe sich nach Abb. 9 ziemlich exakt erfassen, wenn man die Schenkel unterhalb der Blechtafel sozusagen fortsetzt und durch eine zusätzliche Wicklung W_2 den Fluß mißt, der über diese Fortsätze in die Luft austritt. Und schließlich – das ist die letzte Entwicklungsstufe – kann man durch eine Anordnung, wie sie Abb. 10 zeigt, erstens den Streufluß kompensieren und zweitens zwischen den beiden Blechen einen Raum schaffen, in dem das Feld annähernd homogen ist und bequem gemessen werden kann. In der konkreten Ausführung von Siemens & Halske wird das Joch als Doppel-E-Joch ausgeführt, damit wird möglicherweise eine noch bessere Symmetrierung der Flußverteilung erzielt.

Die von einer derartigen Jochanordnung gelieferten Werte zeichnen sich dadurch aus, daß sie sich auf einen ganz bestimmten Teil der Blechtafel beziehen. Das ist bei Blechen von großer Gleichförmigkeit der Eigenschaften kein Nachteil und kann bei ungleichförmigen Blechen ein ausgezeichnetes Hilfsmittel zur Kontrolle der Herstellungsbedingungen werden. Man ist hier in der Lage, die Verteilung der magnetischen Eigenschaften innerhalb einer Blechtafel festzustellen und zu prüfen, wie weit diese durch Ungleichmäßigkeiten im Walzprozeß und in der Wärmebehandlung bedingt sind. Von besonderem Vorteil ist diese Methode für die Messung an Blechen mit magnetischer Vorzugsrichtung, weil man ohne Zerstörung der Blechtafel die magnetischen Daten in verschiedenen Richtungen bestimmen kann.

Zur Sortierung von Blechen mit starken Ungleichförmigkeiten könnte man so vorgehen, daß man die Meßwerte an einigen vorgegebenen Stellen (Mitte, Rand) bestimmt und einerseits den Mittelwert, anderseits den Betrag der Abweichungen als Maßstab für die Güte festsetzt.

VI. Das Wirkfeld-Ferrometer

Die blechverarbeitende Elektroindustrie, besonders der Großtrafo-Bau, leidet zur Zeit unter der starken Ungleichförmigkeit der angelieferten Bleche. Aus diesem Umstand erwächst das Bedürfnis nach einem, zur raschen Sortierung größerer Blechmengen geeigneten Meßgerät, wobei die Anforderungen bezüglich Genauigkeit nicht übermäßig hoch gestellt werden. Diesen Wünschen dürfte das nachstehend beschriebene Meßgerät, das am E. I. der hiesigen Technischen Hochschule mit wirkungsvoller Förderung durch das Bundesministerium für Verkehr und verstaatlichte Betriebe entwickelt worden ist, in Verbindung mit einem Ganztafel- oder Anlegejoch weitgehend entsprechen.

Die Konstruktion dieses Gerätes geht vorerst von der Überlegung aus, daß nach der Darstellung von H und B durch Fourierzerlegungen

$$H = \sum_1^\infty H_m \sin(m\,\omega\,t + h_m); \quad B = \sum_1^\infty B_n \sin(n\,\omega\,t + b_n) \tag{8}$$

die Verlustleistung $^1/_8\,\pi \oint H\,dB$ sich nach elementaren Rechnungen (die Integrale, in deren Argument ungleiche Vielfache der Grundfrequenz auftreten, fallen weg) in der Form

$$W = \frac{\omega}{8\pi} \Sigma\, n\, H_n\, B_n \sin(h_n - b_n) \tag{9}$$

darstellen läßt. D. h., die gesamte Leistung setzt sich aus der Leistung für die Grundwelle ($n = 1$) und den Leistungen der einzelnen Oberwellen, die auch negativ sein können, zusammen. Die Gl. (9) reduziert sich aber zu der noch einfacheren Gleichung

$$W = \frac{\omega}{8\pi} H_1\, B_1 \sin(h_1 - b_1) = \frac{\omega}{8\pi} H_1\, B_1 \sin\delta, \tag{9a}$$

wenn eine der beiden Größen H oder B oberwellenfrei ist. In diesem Fall genügt aber auch von der zweiten Größe die Kenntnis der Grundwellenkomponente und des Phasenwinkels zwischen den beiden Grundwellenkomponenten zur Bestimmung der Verluste. Da aus den früher diskutierten Gründen auf jeden Fall die Oberwellenfreiheit von B angestrebt und durch die verschiedenen Jochanordnungen wenigstens bis zu mäßig hohen Werten der Induktion erreicht wird, genügt es, aus H bzw. aus dH/dt die Oberwellen herauszusieben. Zur Ermittlung von W brauchen wir bei Kenntnis von B_1 nur die Größe $H_1 \sin\delta$, und diese erhalten wir durch folgenden Kunstgriff. Wie man sofort einsieht, ist der Phasenwinkel zwischen u_H = const. dH/dt und u_B = const. dB/dt von der gleichen Größe wie der zwischen H_1 und B_1. Fügt man nun, wie Abb. 11 zeigt, der Spannung u_H einen einstellbaren Bruchteil von u_B gegenphasig zu, so wird die resultierende Spannung ein Minimum, wenn sie auf u_B senkrecht steht. Ihr Betrag wird in diesem Fall, wie man dem Diagramm entnimmt, gleich $u_H \cdot \sin\delta$, also proportional $H_1 \cdot \sin\delta$.

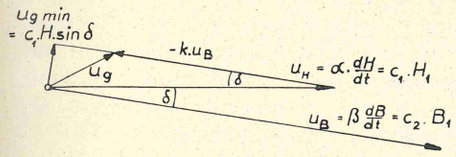


Abb. 11

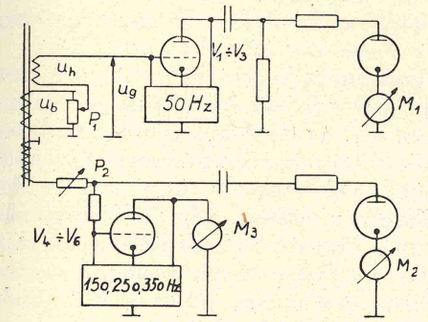


Abb. 12

Der tatsächliche Meßvorgang wird durch die Abb. 12 veranschaulicht. Die H-Meßspule, die an der Oberfläche der Probe liegt, wird über das Potentiometer P_1 mit einem Teil der Spannung, die von einer die Probe umgebenden Wicklung geliefert wird, in Serie geschaltet und die resultierende Spannung $u_H + x \cdot u_B$* an den Eingang eines selektiven Verstärkers geführt, der nur für die Grundwelle durchlässig ist. Das über eine Diode an den Ausgang dieses Verstärkers angeschlossene Meßinstrument M_1 mißt an sich die resultierende Spannung, die aber bei Einstellung auf das Minimum des Ausschlags, das man

* Die Addition erfolgt natürlich vektoriell.

durch Betätigung des Potentiometers P_1 erzielt, proportional $H_1 \sin \delta$ wird. Mittels einer zweiten B-Meßwicklung und dem Diodenvoltmeter M_2 wird die Scheitelinduktion gemessen, dabei wird mit Hilfe des Potentiometers P_2 die Empfindlichkeit dieses Meßkreises je nach der Dicke der Blechtafel eingereguliert. Da man üblicherweise alle Verlustmessungen auf einen bestimmten Wert der Scheitelinduktion, z. B. 10 KG, bezieht, kann man die Teilung des Meßinstrumentes M_1 sofort in Watt/kg eichen. Man hat dann nur bei einer anderen Scheitelinduktion B_{max} die Anzeige von M_1 mit dem Quotienten $B_{max}/10\,000$ zu multiplizieren. Das Gerät erfordert zur Ermittlung der Verluste also nur drei Bedienungsschritte: 1. Einstellen der Empfindlichkeit des B-Meßkreises nach der Tafeldicke. 2. Einregulieren auf die gewünschte Maximalinduktion durch Betätigung eines Regeltrafos auf Grund des Ausschlages von M_2. 3. Einstellen von M_1 auf das Minimum des Ausschlags. Diese drei Operationen erfordern eine Zeit von zirka 30 Sekunden, es ist aber zu erwarten, daß ein Teil davon durch Automatisierung noch zu verkürzen ist.

Schaltet man die Kompensationsspannung durch Nullstellen des Potentiometers P_1 ab, so gibt der Ausschlag von M_1 bei entsprechender Eichung auf einer zweiten Skala die Grundwellenkomponente von H. Man kann somit mit diesem Gerät die Kurve $B_1\,(H_1)$ aufnehmen, die zumindest annähernd als Ersatz für die Magnetisierungskurve des Materials gelten darf.

Das Gerät enthält überdies noch ein Röhrenvoltmeter zur Anzeige des Oberwellenanteils von B (in der Laboratoriumsausführung für die 3., 5. und 7. Harmonische). Im Betrieb wird die Verlustmessung bei stärkerem Oberwellengehalt mit einem empirisch zu ermittelnden Korrekturfaktor zu multiplizieren sein.

Abgesehen von der Schnelligkeit der Bedienung liegen die Vorteile dieses Gerätes in seiner Betriebssicherheit, in der Verwendung handelsüblicher, verhältnismäßig robuster Meßinstrumente; auch die verwendeten Verstärkerröhren sind durchwegs handelsübliche Typen. Die bisher durchgeführten Vergleiche mit Messungen am „Epstein", mit dem Vektormesser und mit wattmetrischen Messungen an fertigen Trafokernen haben sehr befriedigende Übereinstimmung ergeben. Die Abweichungen liegen durchaus im Bereich der durch differentielle Messungen an Einzelblechen festgestellten lokalen Schwankungen der magnetischen Konstanten. Genau genommen, ist es ja eigentlich erst durch die modernen, empfindlichen Meßmethoden möglich geworden, diese lokalen Schwankungen zu bestimmen und festzustellen, daß sie im allgemeinen so groß sind, daß wirklich exakte Vergleichsmessungen zwischen den verschiedenen Methoden auf recht große Schwierigkeiten stoßen. Dazu kommt noch der Umstand, daß die hochwertigen Bleche sehr empfindlich gegen Verformungen sind, so daß schon geringfügige Änderungen der Einspannung im Joch sich in den Verlustwerten auswirken können. Wir werden aus diesen Feststellungen die Lehre ableiten müssen, daß es sinnlos ist, die Genauigkeit der magnetischen Messungen an Elektroblechen zu weit zu treiben.

Der Stabstrombelag als Ausgangspunkt f... Ausmittlung von Ankerfeldern elektrische... Maschinen

Von

Dr. techn. Vratislav Bedjanič

Professor an der Technischen Hochschule, Ljubljana

Mit 3 Abbildungen

Beim Entwurf von Ankerwicklungen leistet der Begriff der Stabspannung sehr gute Dienste. Da sich nämlich die Wicklungsspannung aus den einzelnen Stabspannungen zusammensetzt, faßt man die einzelnen Stäbe derart zu Wicklungen zusammen, daß sich z. B. für die Grundwelle der Spannung möglichst große und für die Oberwellen möglichst kleine Wicklungsfaktoren ergeben.

Es liegt nun nahe, ein analoges Verfahren für die Ausmittlung von Drehfeldern zu entwickeln. So hat z. B. H a g u e in seinem Buch „Electromagnetic problems in electrical engineering", Oxford University Press, 1929, den Versuch unternommen, das magnetische Feld eines Stabstromes zu errechnen. Abgesehen von den rechnerischen Schwierigkeiten, die sich dabei ergeben, ist das magnetische Feld eines Stabstromes ohne Rückleitung ein problematischer Begriff. Den angeführten Schwierigkeiten gehen wir aus dem Wege, wenn wir den Begriff des Stabstrombelages einführen. Die Strombeläge der einzelnen Stäbe können wir zum resultierenden Ankerstrombelag superponieren, aus dem wir dann das Ankerfeld je nach den gegebenen Randbedingungen, z. B. Form des Luftspaltes usw., abzuleiten in der Lage sind.

Die Ankerstäbe betten wir üblicherweise in die Ankernuten ein. Handelt es sich in erster Reihe um das Ankerfeld im Luftspalt, so bringen wir keine merkliche Ungenauigkeit in die Rechnung, falls wir den Strom der einzelnen Stäbe, der über den Stabquerschnitt mehr oder minder gleichmäßig verteilt ist, durch einen entsprechenden Strombelag auf einem ungenuteten Anker ersetzen. Die räumliche Dicke dieses Strombelages nehmen wir als beliebig klein an, seine Breite b hingegen wählen wir z. B. gleich der des Nutenschlitzes.

Gehen wir von dem auf diese Art festgelegten Strombelag längs des Ankerumfanges nach links oder rechts, so kommen wir, nachdem wir den Ankerumfang zurückgelegt haben, immer wieder auf unseren Strombelag zurück. Deshalb dürfen wir den Strombelag durch eine periodische Funktion des Ankerumfanges mit der Grundperiode $2\,p\,\tau_p$ darstellen, wobei τ_p eine Polteilung und p die Polpaarzahl des Ankers bedeuten.

Für den Strombelag selbst ist die Krümmung des Ankermantels belanglos.

durch Betätigung des Potentiometers P_1 erzielt, proportional $H_1 \sin \delta$ wird. Mittels einer zweiten B-Meßwicklung und dem Diodenvoltmeter M_2 wird die Scheitelinduktion gemessen, dabei wird mit Hilfe des Potentiometers P_2 die Empfindlichkeit dieses Meßkreises je nach der Dicke der Blechtafel eingeregulliert. Da man üblicherweise alle Verlustmessungen auf einen bestimmten Wert der Scheitelinduktion, z. B. 10 KG, bezieht, kann man die Teilung des Meßinstrumentes M_1 sofort in Watt/kg eichen. Man hat dann nur bei einer anderen Scheitelinduktion B_{max} die Anzeige von M_1 mit dem Quotienten $B_{max}/10\,000$ zu multiplizieren. Das Gerät erfordert zur Ermittlung der Verluste also nur drei Bedienungsschritte: 1. Einstellen der Empfindlichkeit des B-Meßkreises nach der Tafeldicke. 2. Einregulieren auf die gewünschte Maximalinduktion durch Betätigung eines Regeltrafos auf Grund des Ausschlages von M_2. 3. Einstellen von M_1 auf das Minimum des Ausschlags. Diese drei Operationen erfordern eine Zeit von zirka 30 Sekunden, es ist aber zu erwarten, daß ein Teil davon durch Automatisierung noch zu verkürzen ist.

Schaltet man die Kompensationsspannung durch Nullstellen des Potentiometers P_1 ab, so gibt der Ausschlag von M_1 bei entsprechender Eichung auf einer zweiten Skala die Grundwellenkomponente von H. Man kann somit mit diesem Gerät die Kurve $B_1\,(H_1)$ aufnehmen, die zumindest annähernd als Ersatz für die Magnetisierungskurve des Materials gelten darf.

Das Gerät enthält überdies noch ein Röhrenvoltmeter zur Anzeige des Oberwellenanteils von B (in der Laboratoriumsausführung für die 3., 5. und 7. Harmonische). Im Betrieb wird die Verlustmessung bei stärkerem Oberwellengehalt mit einem empirisch zu ermittelnden Korrekturfaktor zu multiplizieren sein.

Abgesehen von der Schnelligkeit der Bedienung liegen die Vorteile dieses Gerätes in seiner Betriebssicherheit, in der Verwendung handelsüblicher, verhältnismäßig robuster Meßinstrumente; auch die verwendeten Verstärkerröhren sind durchwegs handelsübliche Typen. Die bisher durchgeführten Vergleiche mit Messungen am „Epstein", mit dem Vektormesser und mit wattmetrischen Messungen an fertigen Trafokernen haben sehr befriedigende Übereinstimmung ergeben. Die Abweichungen liegen durchaus im Bereich der durch differentielle Messungen an Einzelblechen festgestellten lokalen Schwankungen der magnetischen Konstanten. Genau genommen, ist es ja eigentlich erst durch die modernen, empfindlichen Meßmethoden möglich geworden, diese lokalen Schwankungen zu bestimmen und festzustellen, daß sie im allgemeinen so groß sind, daß wirklich exakte Vergleichsmessungen zwischen den verschiedenen Methoden auf recht große Schwierigkeiten stoßen. Dazu kommt noch der Umstand, daß die hochwertigen Bleche sehr empfindlich gegen Verformungen sind, so daß schon geringfügige Änderungen der Einspannung im Joch sich in den Verlustwerten auswirken können. Wir werden aus diesen Feststellungen die Lehre ableiten müssen, daß es sinnlos ist, die Genauigkeit der magnetischen Messungen an Elektroblechen zu weit zu treiben.

Der Stabstrombelag als Ausgangspunkt für die Ausmittlung von Ankerfeldern elektrischer Maschinen

Von

Dr. techn. Vratislav Bedjanič

Professor an der Technischen Hochschule, Ljubljana

Mit 3 Abbildungen

Beim Entwurf von Ankerwicklungen leistet der Begriff der Stabspannung sehr gute Dienste. Da sich nämlich die Wicklungsspannung aus den einzelnen Stabspannungen zusammensetzt, faßt man die einzelnen Stäbe derart zu Wicklungen zusammen, daß sich z. B. für die Grundwelle der Spannung möglichst große und für die Oberwellen möglichst kleine Wicklungsfaktoren ergeben.

Es liegt nun nahe, ein analoges Verfahren für die Ausmittlung von Drehfeldern zu entwickeln. So hat z. B. H a g u e in seinem Buch „Electromagnetic problems in electrical engineering", Oxford University Press, 1929, den Versuch unternommen, das magnetische Feld eines Stabstromes zu errechnen. Abgesehen von den rechnerischen Schwierigkeiten, die sich dabei ergeben, ist das magnetische Feld eines Stabstromes ohne Rückleitung ein problematischer Begriff. Den angeführten Schwierigkeiten gehen wir aus dem Wege, wenn wir den Begriff des Stabstrombelages einführen. Die Strombeläge der einzelnen Stäbe können wir zum resultierenden Ankerstrombelag superponieren, aus dem wir dann das Ankerfeld je nach den gegebenen Randbedingungen, z. B. Form des Luftspaltes usw., abzuleiten in der Lage sind.

Die Ankerstäbe betten wir üblicherweise in die Ankernuten ein. Handelt es sich in erster Reihe um das Ankerfeld im Luftspalt, so bringen wir keine merkliche Ungenauigkeit in die Rechnung, falls wir den Strom der einzelnen Stäbe, der über den Stabquerschnitt mehr oder minder gleichmäßig verteilt ist, durch einen entsprechenden Strombelag auf einem ungenuteten Anker ersetzen. Die räumliche Dicke dieses Strombelages nehmen wir als beliebig klein an, seine Breite b hingegen wählen wir z. B. gleich der des Nutenschlitzes.

Gehen wir von dem auf diese Art festgelegten Strombelag längs des Ankerumfanges nach links oder rechts, so kommen wir, nachdem wir den Ankerumfang zurückgelegt haben, immer wieder auf unseren Strombelag zurück. Deshalb dürfen wir den Strombelag durch eine periodische Funktion des Ankerumfanges mit der Grundperiode $2\,p\,\tau_p$ darstellen, wobei τ_p eine Polteilung und p die Polpaarzahl des Ankers bedeuten.

Für den Strombelag selbst ist die Krümmung des Ankermantels belanglos.

Deshalb können wir unsere Rechnung auf einen ebenen Ankermantel beziehen, der sich in zwei entgegengesetzten Richtungen ins Unendliche erstreckt.

In der Abb. 1 tragen wir den erweiterten Ankerumfang auf der Abszissenachse auf. Wie gesagt, ist die Grundperiode der gesuchten Strombelagsfunktion gleich $2p\tau_p$. Die Funktion hat außerhalb des Bereiches des Nutenschlitzes den Wert 0, innerhalb dieses Bereiches jedoch den Wert $I_S : b$, wobei I_S den Stabstrom bezeichnet.

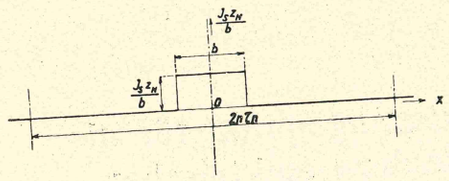


Abb. 1

Die Fourier sche Reihe, durch die wir unsere Funktion angenähert darstellen wollen, wird die folgende Form haben:

$$A_S(x) = A_{S_0} + A_{S_1}\cos\frac{x\pi}{p\tau_p} + A_{S_2}\cos 2\frac{x\pi}{p\tau_p} + \ldots + A_{S\nu'}\cos\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}, \tag{1}$$

wobei A_{S_0}, A_S usw. die Fourier schen Koeffizienten bedeuten, von denen

$$A_{S_0} = \frac{J_S}{2p\tau_p} \tag{2}$$

den arithmetischen Mittelwert des Stabstrombelages über die Grundperiode darstellt. Für die übrigen Koeffizienten gilt bekanntermaßen

$$A_{S\nu'} = \frac{1}{\nu'\pi}\int_{-\frac{b}{2}\nu'\frac{\pi}{p\tau_p}}^{+\frac{b}{2}\nu'\frac{\pi}{p\tau_p}} \frac{J_S}{b}\cos\left(\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)d\left(\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right) = \frac{2}{\nu'\pi}\frac{J_S}{b}\sin\left(\frac{\nu'}{2}\frac{b\pi}{p\tau_p}\right). \tag{3}$$

Führen alle z_N Stäbe einer Spulenseite den gleichen Strom, so gelangen wir zu Spulenseiten- bzw. Nutenstrombelägen, indem wir die rechten Seiten der Gleichungen (2) und (3) mit z_N multiplizieren. Die gesuchte Fourier sche Reihe lautet daher in einer allgemeinen Fassung folgendermaßen:

$$A_S(x) = \frac{J_S z_N}{2p\tau_p} + \frac{2J_S z_N}{\pi b}\left[\sin\frac{b\pi}{2p\tau_p}\cos\frac{x\pi}{p\tau_p} + \frac{1}{2}\sin\frac{2b\pi}{2p\tau_p}\cos\frac{2x\pi}{p\tau_p} + \ldots + \frac{1}{\nu'}\sin\frac{\nu' b\pi}{2p\tau_p}\cos\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right]. \tag{4}$$

Je nachdem wir für z_N den Wert 1 oder die Anzahl der Spulenseiten- bzw. Nutenstäbe setzen, stellt $A_S(x)$ die Verteilung des Stab-, Spulenseiten- oder Nutenstrombelages als eine Funktion des Ankerumfanges dar.

Erfahrungsgemäß können wir bei den meisten in Frage kommenden Problemen die endliche Nutenschlitzbreite vernachlässigen, ohne den Wert der erhaltenen Resultate praktisch zu beeinträchtigen. Natürlich gilt dies nicht für jene Probleme, bei denen wir speziell den Einfluß der Nutenschlitze auf das Ankerfeld studieren. Aus obigem geht hervor, daß wir meistens b beliebig klein werden lassen können. Zugleich nähert sich auch der Winkel $\frac{\nu' b\pi}{2p\tau_p}$ dem Grenzwert 0 und wir können

$$\lim_{b\to 0}\sin\frac{\nu' b\pi}{2p\tau_p} = \frac{\nu' b\pi}{2p\tau_p}$$

setzen. Dabei geht der Ausdruck für $A_{S\nu'}$ in

$$A_{S\nu'} = \frac{J_S z_N}{p\tau_p} \tag{5}$$

und der Ausdruck für $A_S(x)$ in

$$A_S(x) = \frac{J_S z_N}{2p\tau_p} + \frac{J_S z_N}{p\tau_p}\left(\cos\frac{x\pi}{p\tau_p} + \cos 2\frac{x\pi}{p\tau_p} + \ldots + \cos\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right) \tag{6}$$

über.

Ist der Stabstrom ein Wechselstrom, der z. B. von der Zeit nach der Funktion

$$J_S(t) = \sqrt{2}J_S\sin\omega t \tag{7}$$

abhängt, so wird sich der Strombelag auch zeitlich periodisch ändern. Der Strombelag bzw. seine Harmonischen werden zu Funktionen von x und t:

$$A_S(x,t) = \frac{\sqrt{2}J_S z_N\sin\omega t}{2p\tau_p} + \frac{\sqrt{2}J_S z_N\sin\omega t}{p\tau_p}\left(\cos\frac{x\pi}{p\tau_p} + \cos 2\frac{x\pi}{p\tau_p} + \ldots + \cos\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right). \tag{8}$$

Greifen wir nun z. B. die ν'-te Oberwelle heraus. Für sie gilt offenbar die Gleichung

$$A_{S\nu'}(x,t) = \frac{\sqrt{2}J_S z_N}{p\tau_p}\sin\omega t\cos\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p} = \frac{\sqrt{2}J_S z_N}{2p\tau_p}\left[\sin\left(\omega t - \nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right) + \sin\left(\omega t + \nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)\right]. \tag{9}$$

Damit haben wir eine stehende Wechselwelle durch zwei fortschreitende Wellen halber, jedoch unveränderlicher Amplituden ersetzt, von denen die erste in Richtung positiver, die zweite in Richtung negativer x mit der Geschwindigkeit

$$v = \pm\frac{\omega\tau_p p}{\nu'\pi} \tag{10}$$

fortschreitet.

Nehmen wir nun einen Anker an, der N gleichmäßig am Ankerumfang verteilte Nuten besitzt. In benachbarten Nuten mögen Ströme fließen, die eine gegenseitige Phasenverschiebung von $\mu\frac{2\pi}{N}$ besitzen. Dann bekommen wir für jedes ν' im ganzen N stehende Strombelagwechselwellen. Ist die Zahl N ungerade, so können wir die Summe der Strombeläge in folgender Form darstellen:

$$\frac{\sqrt{2}J_S z_N}{2p\tau_p}\left\{\sin\left[\omega t - \nu'\frac{x\pi}{pt_p} - \frac{N-1}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'-\mu)\right] + \sin\left[\omega t + \nu'\frac{x\pi}{p\tau_p} - \frac{N-1}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'+\mu)\right] + \sin\left[\omega t - \nu'\frac{x\pi}{p\tau_p} - \frac{N-3}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'-\mu)\right] + \sin\left[\omega t + \nu'\frac{x\pi}{p\tau_p} - \frac{N-3}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'+\mu)\right] +$$

$$+\sin\left[\omega t-\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}-\frac{N-5}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'-\mu)\right]+$$
$$+\sin\left[\omega t+\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}-\frac{N-5}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'+\mu)\right]$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$+\sin\left[\omega t-\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}-\frac{N-(2N-1)}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'-\mu)\right]+$$
$$+\sin\left[\omega t+\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}-\frac{N-(2N-1)}{2}\frac{2\pi}{N}(\nu'+\mu)\right]\Bigg\}. \quad (11)$$

Um zu einem übersichtlicheren Resultat zu gelangen, stellen wir die folgenden Überlegungen an. Die obigen Summanden, die den Ausdruck $\left(\omega t-\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)$ enthalten, können wir als Zeiger der Größe $\frac{\sqrt{2}J_S z_N}{2p\tau_p}$ darstellen, zwischen denen eine Phasendifferenz von $\frac{2\pi}{N}(\nu'-\mu)$ besteht. Gehen wir vom ersten Zeiger um diesen Winkel zum zweiten Zeiger usw., bis wir wieder zum ersten Zeiger gelangen, haben wir im ganzen einen Winkel von $2\pi(\nu'-\mu)$ zurückgelegt. Infolgedessen bekommen wir immer einen symmetrischen Zeigerstern, ausgenommen den Fall, daß die Beziehung

$$\frac{\nu'-\mu}{N}=0 \text{ oder eine ganze Zahl} \quad (12$$

besteht, denn dann haben alle Zeiger die gleiche Richtung.

Die Summe von N Zeigern, die einen symmetrischen Stern bilden, ist gleich Null, die Summe von N gleichgerichteten Zeigern jedoch das N-fache eines Zeigers. Analoges gilt von der Summe jener Glieder, welche die Summe $(\omega t+\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}$ enthalten. Infolgedessen können wir die Gleichung (11) durch die einfachere

$$A_{\nu'}(x,t)=\frac{\sqrt{2}J_S z_N}{2p\tau_p}\left[c_{\nu'}\sin\left(\omega t-\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+d_{\nu'}\sin\left(\omega t+\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)\right] \quad (13)$$

ersetzen, wobei $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$ verschwinden, ausgenommen die Fälle, daß für $c_{\nu'}$ die Bedingung (12) und für $d_{\nu'}$ die Bedingung

$$\frac{\nu'+\mu}{N}=\text{eine ganze Zahl} \quad (14)$$

erfüllt sind. Bestehen die Beziehungen (12) und (14), so werden $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$ gleich N. Bei der Ableitung der Formeln (12), (13) und (14) sind wir von der Voraussetzung ausgegangen, daß N eine ungerade Zahl sei. Zu dem gleichen Resultat wären wir gelangt, wenn wir von einer geraden Nutenzahl N ausgegangen wären.

Jetzt können wir den Strombelag eines Ankers mit N Nuten als eine Funktion des Umfangs x und der Zeit t darstellen, wobei wir allerdings daran festhalten müssen, daß die Ströme in benachbarten Nuten eine Phasenverschiebung von $\mu\frac{2\pi}{N}$ haben. Die verlangten Verhältnisse finden wir in Käfigankern verwirklicht und die gesuchte Funktion lautet:

$$A(x,t)=\frac{\sqrt{2}J_S z_N}{2p\tau_p}\left[c_1\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+c_2\sin\left(\omega t-2\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+\dots\right.$$
$$+c_{\nu'}\sin\left(\omega t-\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+d_1\sin\left(\omega t+\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+d_2\sin\left(\omega t+2\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+\dots$$
$$\left.+d_{\nu'}\sin\left(\omega t+\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)\right]. \quad (15)$$

Das in der Fourierschen Reihe eines Stabstrombelages auftretende Glied, das den arithmetischen Mittelwert des Strombelages darstellt, verschwindet im Ankerstrombelag, da die Summe aller Stabströme des Ankers immer Null sein muß. Es bleiben demnach nur Drehstrombeläge übrig. Es zeigt sich nun, daß bei symmetrischen Verhältnissen für jede Ordnungszahl höchstens ein Drehfeld existiert, nämlich das in positiver Richtung fortschreitende oder das inverse Drehfeld.

Nehmen wir als Beispiel einen Käfiganker mit $z_N=1$ und $N=60$ an. Der Stator sei zweipolig gewickelt, so daß wir für die von der Grundwelle des Statorfeldes induzierten Rotorstabspannungen und infolgedessen auch für die Rotorstabströme $\mu=1$ setzen müssen. Mit diesen Angaben bestimmen wir zunächst aus den Bedingungen (12) und (14) die Koeffizienten $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$. Sie haben einen von 0 verschiedenen Wert, und zwar den Wert 60 bei folgenden Ordnungszahlen:

ν'	$c_{\nu'}$	$d_{\nu'}$
1	60	0
59	0	60
61	60	0
119	0	60
121	60	0
⋯⋯⋯⋯		

Infolgedessen ergibt sich die gesuchte Gleichung des Strombelages der Käfigwicklung nach Gleichung (15) zu

$$A(x,t)=\frac{30\sqrt{2}J_S}{\tau_p}\left[\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\sin\left(\omega t+59\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\sin\left(\omega t-61\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\right.$$
$$\left.+\sin\left(\omega t+119\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\sin\left(\omega t-121\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\dots\right]. \quad (16)$$

Bauen wir den gleichen Käfiganker in einen 4poligen ($p=2$) Stator ein, so haben wir $\mu=2$ zu setzen. In diesem Falle existieren endliche Werte für $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$ nur bei folgenden Ordnungszahlen:

ν'	$\nu=\frac{\nu'}{p}$	$c_{\nu'}$	$d_{\nu'}$
2	1	60	0
58	29	0	60
62	31	60	0
118	59	0	60
122	61	60	0
⋯⋯⋯⋯			

In obiger Tabelle bedeuten ν' die auf den Ankerumfang bezogene und ν die auf die Polpaarteilung bezogene Ordnungszahl der Drehfeldwellen.

Die Gleichung des Strombelages unseres Käfigankers lautet nun:

$$A(x,t)=\frac{15\sqrt{2}\,J_S}{\tau_p}\left[\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\sin\left(\omega t+29\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\right.$$
$$\left.+\sin\left(\omega t-31\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\sin\left(\omega t+59\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\sin\left(\omega t-61\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\ldots\right]. \quad (17)$$

Gehen wir nun z. B. auf 3phasige Einschicht-Ganzlochwicklungen mit q Nuten je Pol und Phase über, so bestehe unser erster Schritt darin, daß wir den Strombelag einer Zone festlegen. Die Ströme einer Zone haben die gleiche Phase, jedoch sind die Nuten und damit die Amplituden der Strombeläge benachbarter Nuten um den gleichen elektrischen Winkel örtlich versetzt, um den die Zeiger der entsprechenden Nutenspannungen zeitlich einander folgen. Infolgedessen müssen wir die Summe der q Nutenstrombeläge mit Hilfe der gleichen Wicklungsfaktoren $\xi_{\nu'}$ bilden, mit denen wir die resultierende Spannung der in den q Nuten liegenden Stäbe bestimmen. An Stelle der Gleichung (6) tritt nun die Gleichung

$$A_Z(x)=\frac{J_S z_N q}{2p\tau_p}+\frac{J_S z_N q}{p\tau_p}\left(\xi_1\cos\frac{x\pi}{p\tau_p}+\xi_2\cos 2\frac{x\pi}{p\tau_p}+\ldots+\xi_{\nu'}\cos\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right). \quad (18)$$

Um nun die Gleichung (15) für die Ableitung des Ausdrucks für den resultierenden Strombelag unserer Drehstromwicklung verwenden zu können, müssen wir die Zonenstrombeläge an die Stelle der Nutenstrombeläge des Käfigankers treten lassen. Die Anzahl der Zonen beträgt $N=2mp=6p$, wobei m die Phasenzahl bedeutet. Demnach lautet die für unsere Drehstromwicklung abgeänderte Gleichung (15):

$$A(x,t)=\frac{\sqrt{2}J_S z_N q}{2p\tau_p}\left[c_1\xi_1\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+c_2\xi_2\sin\left(\omega t-2\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+\ldots\right.$$
$$+c_{\nu'}\xi_{\nu'}\sin\left(\omega t-\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+d_1\xi_1\sin\left(\omega t+\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+d_2\xi_2\sin\left(\omega t+2\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+\ldots$$
$$\left.+d_{\nu'}\xi_{\nu'}\sin\left(\omega t+\nu'\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)\right]. \quad (19)$$

Die Koeffizienten $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$ haben, falls die Bedingungen (12) bzw. (14) erfüllt sind, den Wert $2mp$. Wir setzen $\mu=p$ und bestimmen die Ordnungszahlen ν' bzw. ν, für welche die Koeffizienten $c_{\nu'}$ oder $d_{\nu'}$ nicht verschwinden. Es ergibt sich die folgende Tabelle:

ν'	$\nu=\frac{\nu'}{p}$	$c_{\nu'}$	$d_{\nu'}$
p	1	$6p$	0
$5p$	5	0	$6p$
$7p$	7	$6p$	0
$11p$	11	0	$6p$
$13p$	13	$6p$	0
. . . . .			

Auf Grund dieser Ausführungen lautet der gesuchte Ausdruck für den resultierenden Strombelag einer 3phasigen Ganzlochwicklung

$$A(x,t)=\frac{3\sqrt{2}J_S z_N q}{\tau_p}\left[\xi_1\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\xi_5\sin\left(\omega t+5\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\ldots\right. \quad (20)$$

Bezeichnen wir nun die Anzahl der in Reihe geschalteten Stäbe eines Stranges mit z und den Phasenstrom mit J, so geht Gleichung (20) über in

$$A(x,t)=\frac{3\cdot\sqrt{2}Jz}{2p\tau_p}\left[\xi_1\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\xi_5\sin\left(\omega t+5\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\right.$$
$$\left.+\xi_7\sin\left(\omega t-7\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\xi_{11}\sin\left(\omega t+11\frac{x\pi}{\tau_p}\right)+\ldots\right]. \quad (21)$$

Obwohl diese Gleichung für Einschichtwicklungen abgeleitet wurde, gilt sie ebenso für Zweischichtwicklungen mit gesehnten oder ungesehnten Spulen, sofern es sich um Ganzlochwicklungen handelt. Bei gesehnten Zweischichtwicklungen müssen wir nur die entsprechenden, die Sehnung berücksichtigenden Wicklungsfaktoren einsetzen.

Anders verhält es sich bei Bruchlochwicklungen. Um die Methode der Ableitung der Strombelagsgleichung besser übersehen zu können, wollen wir als Beispiel den Strombelag einer 4poligen Drehstrom-Zweischichtwicklung mit $q=1\frac{1}{4}$ Nuten pro Pol und Phase bestimmen. Abb. 2 gibt beide Teile eines Stranges dieser Wicklung wieder. Auf den ersten Blick erkennen wir, daß uns wegen der unsymmetrischen Spulenverteilung nicht eine Zone als Ausgangspunkt dienen kann, vielmehr müssen wir zuerst den Strombelag des ganzen Stranges bestimmen. Ausgehend von den Nutenstrombelägen gelangen wir dadurch zum Strangstrombelag, daß wir die örtliche Versetzung der Nutenstrombeläge in elektrischen Winkelgraden berücksichtigen. Der arithmetische Mittelwert des Strombelages beim Scheitelwert des Stromes $\sqrt{2}J$ ist gleich

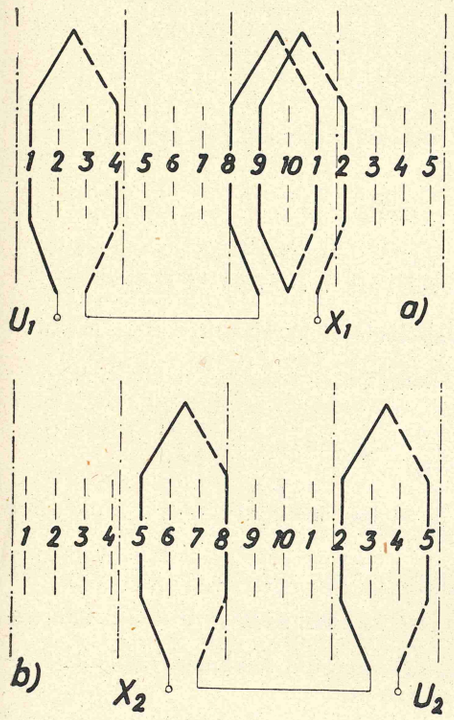


Abb. 2

$$\frac{\sqrt{2}Jz}{2p\tau_p} \quad (22)$$

und die Amplituden der einzelnen Harmonischen können wir unter Zuhilfenahme der Wicklungsfaktoren $\xi_{\nu'}$ [siehe auch Gleichung (6)] durch

$$\frac{\sqrt{2}Jz\xi_{\nu'}}{p\tau_p}$$

ausdrücken. Infolgedessen bekommt in unserem Falle die Gleichung (15) der Drehstrombeläge die Form

$$A(x,t)=\frac{\sqrt{2}Jz}{2p\tau_p}\left[c_1\xi_1\sin\left(\omega t-\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+c_2\xi_2\sin\left(\omega t-\frac{2x\pi}{p\tau_p}\right)+\ldots\right.$$
$$\left.+d_1\xi_1\sin\left(\omega t+\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+d_2\xi_2\sin\left(\omega t+2\frac{x\pi}{p\tau_p}\right)+\ldots\right]. \quad (23)$$

Im ganzen haben wir drei gleiche Stränge, die um je ein Drittel des Ankerumfanges gegeneinander versetzt sind. Demnach werden die Koeffizienten $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$ den endlichen Wert 3 besitzen oder verschwinden. Um festzustellen, bei welchen Ordnungszahlen ν' diese Koeffizienten den Wert 3 haben, benützen wir die Gleichungen (12) und (14), in die wir in unserem Falle für N die Zahl 3 zu setzen haben. Da die drei Strombeläge um ein Drittel des ganzen Ankerumfanges gegeneinander versetzt sind, hat μ den Wert 1. Somit erhalten die Koeffizienten $c_{\nu'}$ und $d_{\nu'}$ den Wert 3 bei folgenden Ordnungszahlen:

ν'	$\nu = \frac{\nu'}{p}$	$c_{\nu'}$	$d_{\nu'}$
1	$\frac{1}{2}$	3	0
2	1	0	3
4	2	3	0
5	$\frac{5}{2}$	0	3
7	$\frac{7}{2}$	3	0
8	4	0	3
. . . . .			

Der Drehstrombelag der 4poligen Zweischichtwicklung mit $q = 1\frac{1}{4}$ Nuten je Pol und Phase hat demnach die Gleichung

$$A(x,t) = \frac{3\sqrt{2}\,Jz}{2p\tau_p}\left[\xi_{1'}\sin\left(\omega t - \frac{x\pi}{2\tau_p}\right) + \xi_{2'}\sin\left(\omega t + 2\frac{x\pi}{2\tau_p}\right) + \right.$$
$$\left. + \xi_{4'}\sin\left(\omega t - 4\frac{x\pi}{2\tau_p}\right) + \xi_{5'}\sin\left(\omega t + 5\frac{x\pi}{2\tau_p}\right) + \dots\right]. \qquad (24)$$

Der Ausdruck (24) behält seine Gültigkeit auch für die 8-, 12-, 16- usw. polige Wicklung mit $q = 1\frac{1}{4}$ Nuten je Pol und Phase, sofern wir die Ordnungszahlen ν' auf vier Polteilungen beziehen, d. h. auf die minimale Zahl der Polteilungen, für welche die Wicklung ausführbar ist.

Sind nun einmal die Strombeläge der Wicklungen festgelegt, so bereitet der Übergang von den Strombelagsgleichungen zu den Gleichungen der zugehörigen Felderregerkurven keine Schwierigkeiten mehr.

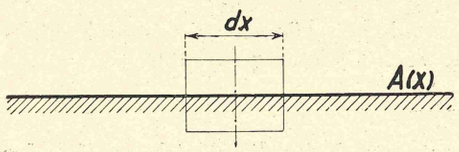


Abb. 3

Nehmen wir eine Ankeroberfläche, die mit einem Strombelag $A(x)$ belegt ist, an (Abb. 3) und berechnen daraufhin die magnetische Umlaufspannung längs der Seiten des eingezeichneten kleinen Rechtecks. Im Eisen sei die magnetische Permeabilität unendlich groß. Dann verschwindet die magnetische Feldstärke im Eisen und der Weg im Eisen trägt zu der magnetischen Umlaufspannung nichts bei. Den Betrag des Integrationsweges längs der beiden kleineren Rechteckseiten können wir wegen ihrer Kleinheit vernachlässigen, so daß vom Umlaufintegral

$$\oint \overline{H}\, d\,\overline{l}$$

nur das Produkt $H_t\, dx$ übrigbleibt, wobei H_t die Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke an der Ankeroberfläche bedeutet. Da die magnetische Umlaufspannung gleich der Durchflutung ist, besteht die Beziehung

$$\oint \overline{H}\, d\,\overline{l} = H_t dx = A\, dx \qquad (25)$$

bzw.

$$H_t = A. \qquad (26)$$

Infolgedessen besteht zwischen zwei am Ankerumfang um x auseinanderliegenden Punkten eine magnetische Potentialdifferenz

$$\int_0^x H\, dx = \int_0^x A\, dx. \qquad (27)$$

Hat der erste Punkt das Potential V_0, so ist das Potential des zweiten Punktes gleich

$$V(x) = V_0 + \int_0^x A\, dx. \qquad (28)$$

Teilen wir dem Potential V_0 den Wert 0 zu, so gilt für die Erregerfunktion bzw. für die Erregerkurve die Gleichung

$$V(x) = \int A\, dx. \qquad (29)$$

Sind keine Unipolarflüsse vorhanden, werden wir den Punkt mit dem Potential $V_0 = 0$ so wählen, daß das über den gesamten Ankerumfang sich erstreckende Integral

$$\int_0^{2p\tau_p} V(x)\, dx$$

verschwindet, da uns diese Festlegung bei den meisten Ankerfeldbestimmungen Vorteile bietet.

Mit Hilfe der Gleichung (29) können wir aus den Strombelagsfunktionen die Gleichungen der zugehörigen Erregerkurven bestimmen. So seien im folgenden die zu den in den vorhergehenden Beispielen abgeleiteten Drehstrombelägen gehörenden Amplituden angeführt. Sie betragen für den Strombelag aus Gleichung (16)

$$V_{\nu'} = \frac{30\sqrt{2}\,J_S}{\nu'\pi}, \qquad (30)$$

aus Gleichung (17)

$$V_\nu = \frac{15\sqrt{2}\,J_S}{\nu\pi}, \qquad (31)$$

Gleichung (21)

$$V_\nu = \frac{3\sqrt{2}\,Jz}{2\nu\pi p}\,\xi_\nu \qquad (32)$$

und Gleichung (24)

$$V_\nu = \frac{3\sqrt{2}\,Jz}{2\nu\pi p}\,\xi_{\nu'}. \qquad (33)$$

Ist uns einmal die magnetische Potentialverteilung längs des Ankerumfanges bekannt, so können wir in bekannter Weise das Feld im Luftspalt bestimmen, sobald uns z. B. die Form des Luftspaltes gegeben ist. Hat z. B. der Rotor eine exzentrische Lage im Ankerbohrungsfeld, so bestimmen wir sein Potential gegenüber der dem Anker aus der Bedingung, daß der in den Rotor eintretende magnetische Fluß gleich ist dem aus dem Rotor austretenden. Damit ist der Weg gezeigt, auf dem man auch bei unsymmetrischen Verhältnissen das Ankerfeld im Luftspalt aus den Randbedingungen, zu denen die Erregerkurve einen wichtigen Beitrag liefert, bestimmen kann.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden der Begriff des Stabstrombelages und damit in Verbindung auch die Begriffe der Nuten-, Zonen- und Strangstrombeläge eingeführt. Wie sich die Spannung eines Wicklungsstranges aus den einzelnen Stabspannungen zusammensetzen läßt, so kann man die Ankerstrombeläge aus den Stabstrombelägen zusammensetzen, wobei die gleichen Wicklungsfaktoren Anwendung finden, die zur Bestimmung von Strangspannungen gebraucht werden. Somit gibt uns der Begriff des Stabstrombelages ein Mittel in die Hand, die Spannungen und Felder von Ankerwicklungen einheitlicher zu behandeln sowie das Studium dieser Materie nicht nur zu erleichtern, sondern gleichzeitig zu vertiefen.

Auszug aus dem Vortrag:

Das Berufsbild des Anlagenprüfingenieurs als Spiegelbild Teslascher Leistung

Von

Dipl.-Ing. Dr. techn. **Franz Brilli**

Technischer Konsulent

Die Inbetriebsetzung großer Starkstromanlagen sowie die Untersuchung und Behebung von Störungen ist ein eigenes Wissensgebiet geworden, für welches zweckmäßigerweise eigene Ingenieure ausgebildet werden sollten und von einzelnen Großfirmen auch ausgebildet wurden. Im Vortrag wird diese Berufsgruppe als A n l a g e n p r ü f i n g e n i e u r e bezeichnet. An Hand der Schilderung der verhältnismäßig einfachen Inbetriebsetzung eines Synchrongenerators, welcher auf ein Überlandnetz geschaltet werden soll, werden die Richtlinien beschrieben, an die sich die Anlagenprüfingenieure bei ihrer Arbeit halten sollten.

Solche Arbeitsrichtlinien sind:

1. Klärung der Verantwortung; 2. Unfallverhütung durch schriftliche Anweisungen; 3. Entwurf von möglichst kreuzungslosen Wirkschaltbildern der einzelnen Stromkreise; 4. I n b e t r i e b s e t z u n g s p l a n in Verbindung mit dem Entwurf von übersichtlichen Meßprotokollen; 5. Schaltungskontrollen möglichst n i c h t mittels Abklemmen und Durchklingeln, sondern durch Potentialmessungen in den einzelnen Stromkreisen; 6. weitere Erprobungen durch Versuche, welche a) u n g e f ä h r l i c h sind, b) h i n r e i c h e n d zur Feststellung des einwandfreien Funktionierens einzelner Anlageteile, c) n o t w e n d i g, also nicht überflüssig, d) keine Abklemmungen erfordern; 7. meßtechnische Improvisationen; 8. geistige Vorbereitung auf persönliche Reaktion bei eintretenden Gefahrfällen; 9. gefährliche Versuche immer nur schrittweise gesteigert vornehmen; 10. Inbetriebnahme; 11. Niederlegung einer Betriebsvorschrift, welche auch die E i n s t e l l u n g aller Apparate, Relais und Widerstände enthält.

Da die Tätigkeit der Anlagenprüfingenieure sich auf das Gesamtgebiet der Starkstromtechnik erstreckt, diese aber überwiegend durch den Drehstrom beherrscht wird oder mit ihm zusammenhängt, bietet sie eine Art Spiegelbild der Leistung T e s l a s.

Die Niederschriften der nachfolgenden Referate sind beim Ausdruck dieser Veröffentlichung noch nicht vorgelegen.

Dr. Josef Lukesch

Vizedirektor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien

„Konstruktion einer modernen Radiosonde“

Dr. Milan Vidmar

ord. Mitglied der slow. Akademie in Ljubljana, ord. Prof. der Universität Ljubljana

„Nikola Tesla und die Geschichte der Elektrotechnik“

Dr. Josip Lončar

ord. Mitglied der jugoslaw. Akademie der Wiss. u. Künste in Zagreb, ord. Prof. an der techn. Fakultät der Universität Zagreb

„Zur Problematik der historiographischen Bearbeitung Teslas“

Ing. Aleksander Damjanović

Professor an der Universität Beograd

„Einige Beiträge zur Geschichte der Radiotechnik“

und

„Eine neue Lösung für die Verbesserung der Charakteristik des Breitbandverstärkers“

Dr. Ing. Ilija Obradović

Direktor des Instituts für elektrotechnische Forschungen „Nikola Tesla“, Beograd

„Die selbsttätige Zeitregelung und Lastverteilung in großen Verbundnetzen“

Inhaltsverzeichnis

Nikola Tesla pionnier du Radar de Emile Girardeau 5

Historische Betrachtungen über Teslas Erfindungen des Mehrphasenmotors und der Radiotechnik um die Jahrhundertwende. Von Ing. Osana Mario 7

Die Schutzmaßnahmen im dreiphasigen Niederspannungsverteilungsnetz mit geerdetem beziehungsweise isoliertem Sternpunkt. Von Prof. Dr. Ing. Drago Matanović 10

Über die Stromversorgung von Wechselstrombahnen. Von H. G. Schmidt, Wien 18

Magnetische Wanderfelder von Teilstatoren. Von Dr. techn. V. A. Koželj 28

Fernwirkeinrichtungen im Dienste des Verbundbetriebes. Von Dipl.-Ing. Hans Eigl 38

Die Hochfrequenzmeßmethoden im Dispersionsgebiet der Permeabilität. Von Dr. Ernst Ledinegg 40

Der elektrische Strom und die Blutgefäße. Von Stefan Jellinek, Oxford - Wien 45

Der Tesla-Transformator in der Schwachstromtechnik und Mechanik. Von Dr. Eugen Skudrzyk 47

Beitrag zur wirtschaftlichen Kompensierung des Leistungsfaktors. Von Dr. Ing. Drago Matanović 48

Die Entwicklung des österreichischen Großmaschinenbaues nach 1945. Von Dipl.-Ing. E. Gruder 58

Mehrstrangwicklungen. Von Dipl.-Ing. Dr. techn. Dr. Ing. Dr. phil. Heinrich Sequenz 63

Moderne Methoden magnetischer Messungen an Elektroblechen. Von K. M. Koch 71

Der Stabstrombelag als Ausgangspunkt für die Ausmittlung von Ankerfeldern elektrischer Maschinen. Von Dr. techn. Vratislav Bedjanič 83

Das Berufsbild des Anlagenprüfingenieurs als Spiegelbild Teslascher Leistung. Von Dipl.-Ing. Dr. techn. Franz Brilli 93

TECHNISCHES MUSEUM
FÜR INDUSTRIE UND GEWERBE IN WIEN
FORSCHUNGSINSTITUT FÜR TECHNIKGESCHICHTE

NIKOLA TESLA-KONGRESS

FÜR WECHSEL- UND DREHSTROMTECHNIK

TECHNISCHES MUSEUM
FÜR INDUSTRIE UND GEWERBE IN WIEN

6. BIS 13. SEPTEMBER 1953

SONDERHEFT DER
BLÄTTER FÜR TECHNIKGESCHICHTE

SCHRIFTLEITUNG:
DR. PHIL. JOSEF NAGLER

WIEN · IN KOMMISSION: SPRINGER-VERLAG · 1953